

UNTERSUCHUNGEN
ZUM SUBMILLIMETERWELLEN-EMPfang
BEI 600 GHz MIT DEM SYSTEM
WHISKER-ANTENNE/SCHOTTKY-DIODE

von
KARL HERRMANN

Erlangen 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546217_0032

**UNTERSUCHUNGEN
ZUM SUBMILLIMETERWELLEN-EMPFANG
BEI 600 GHZ MIT DEM SYSTEM
WHISKER-ANTENNE/SCHOTTKY-DIODE**

**Der Technischen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades
DOKTOR-INGENIEUR**

**vorgelegt
von
KARL HERRMANN**

Erlangen 1984

Als Dissertation genehmigt von der
Technischen Fakultät der
Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der Einreichung: 7.11.1984

Tag der Promotion: 20.12.1984

Dekan: Prof. Dipl.-Ing. G. Vetter

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. H. Brand

Prof. Dr.-Ing. H. Groll

INHALTSVERZEICHNIS

	Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen	IV
0.	Einleitung	1
1.	Übersicht über Submillimeterwellen-Detektoren	3
1.1.	Überblick	3
1.2.	Detektoren für den Submillimeterwellen-Bereich	3
1.3.	Klassifikation von Empfangssystemen	5
1.4.	Zielsetzung der vorliegenden Arbeit	6
2.	Schottky-Dioden für den Submillimeterwellen-Bereich	9
2.1.	Überblick	9
2.2.	Strom-Spannungscharakteristik des Metall-Halbleiterübergangs	9
2.3.	Aufbau von Schottky-Dioden für den Submillimeterwellen-Bereich	11
2.4.	Sperrschichtkapazität und Serienwiderstand	13
2.5.	Ersatzschaltung und Kenngrößen von Schottky-Dioden	17
2.6.	Rauschen von Schottky-Dioden in Empfangs-Mischern	20
2.7.	Montage von Submillimeterwellen-Schottky-Dioden	22
3.	Berechnung von Submillimeterwellen-Mischern	28
3.1.	Überblick	28
3.2.	Ein Programm zur Analyse von Dioden-Mischern	28
3.3.	Theoretische Betrachtungen zur elektrischen Simulation von Submillimeterwellen-Anordnungen	39

4.	Untersuchungen an quasioptischen Empfängern	41
4.1.	Überblick	41
4.2.	Aufbau eines quasioptischen Empfängers	41
4.3.	Eigenschaften der Whiskerantenne	45
4.3.1.	Der Whiskerdraht als Wellenleiter	45
4.3.2.	Eigenschaften von Leitungsknicken und Leitungsschlaufen	54
4.3.3.	Der Whiskerdraht als Antenne	58
4.3.4.	Die Langdrahtantenne mit Winkelreflektor	70
4.3.5.	Die Konus-Winkelreflektorantenne	86
4.4.	Messung des Umgebungsnetzwerkes der Diode am Modell	95
4.5.	Theoretische Bestimmung der Eigenschaften quasioptischer Mischer	100
4.6.	Experimentelle Ergebnisse eines quasioptischen Empfängers	110
5.	Empfänger mit Harmonischen-Mischer in Hohlleitertechnik für den Submillimeterwellen-Bereich	114
5.1.	Überblick	114
5.2.	Aufbau des Empfängers	114
5.3.	Entwurf und Aufbau eines dielektrischen Richtkopplers zur Einkopplung von Signal und Lokaloszillator	118
5.3.1.	Berechnung und Dimensionierung von dielektrischen Leitungen und Richtkopplern für den Millimeter- und Submillimeterwellen-Bereich	118
5.3.2.	Aufbau und Ergebnisse eines dielektrischen Richtkopplers	132

5.4.	Theoretische Untersuchungen an Harmonischen-Mischern	136
5.4.1.	Das Umgebungsnetzwerk der Schottky-Diode	136
5.4.2.	Einfluß des Umgebungsnetzwerkes auf die Eigenschaften eines Harmonischen-Mischers	147
5.5	Experimentelle Ergebnisse eines Empfängers mit Harmonischen-Mischer	153
6.	Zusammenfassung	158
7.	Anhang	160
8.	Literaturverzeichnis	167

Verzeichnis der wichtigsten Formelzeichen

$\vec{A}$	Vektorpotential
a	Diodendurchmesser; Drahtradius
a_E	Einfügungsdämpfung
$a_{\mu\nu}$	Dämpfung (in dB) zwischen Tor μ und Tor ν
b	Diodenchipdurchmesser
c_j	Sperrschichtkapazität
C_n	Fourierkoeffizienten der Sperrschichtkapazität
C_o	Nullvoltkapazität der Schottky-Diode
d	Abstand zwischen den Leitungen eines Richtkopplers
$\vec{E}$	Vektor des elektrischen Feldes
f_{co}	Grenzfrequenz der Schottky-Diode
g_j	differentieller Leitwert einer Diode
G	Antennengewinn
G_n	Fourierkoeffizienten des Diodenleitwerts
$\vec{H}$	Vektor der magnetischen Feldstärke
$H_n^{(1)}$	Hankelfunktion n-ter Ordnung 1. Art
$H_n^{(2)}$	Hankelfunktion n-ter Ordnung 2. Art
$\vec{I}$	Vektor der Kleinsignalströme
I_o	Gesamtstrom der Sommerfeldwelle
I_s	Sättigungsstrom der Schottky-Diode
i_c	Strom durch die Sperrschichtkapazität
i_d	Gesamtstrom durch die Diode
i_g	Strom durch den nichtlinearen Diodenleitwert
J_n	Besselfunktion n-ter Ordnung
k, k_o	Wellenzahl des freien Raums
k_z	Phasenmaß der dielektrischen Leitung
L	Länge einer Langdrahtantenne
L_o	0 dB-Koppellänge eines dielektrischen Richtkopplers
m^*	effektive Masse
n	Idealitätsfaktor einer Schottky-Diode
N_D	Konzentration der Donatoren
p	Maßstabsfaktor bei der Simulation durch Modelle Faktor für die Leistungsverteilung in einer dielektrischen Leitung

P_L	an eine Last abgegebene Leistung
P_o	gesamte transportierte Leistung
P_V	verfügbare Leistung einer Quelle
P_ϵ	im Dielektrikum transportierte Leistung
q	Elementarladung
r	Koordinate im Kugelkoordinatensystem Koordinate im Zylinderkoordinatensystem Reflexionsfaktor
r_n	Reflexionsfaktor bei der n-ten Harmonischen des Lokoszillators
r_o	Grenzradius der Sommerfeldwelle
$R(O)$	Gleichstromwert von Z_{Epi}
R_{DC}	Gleichstromserienwiderstand der Schottky-Diode
R_{Epi}	Gleichstromwiderstand der Epi-Schicht
R_{Ohm}	Gleichstromwiderstand des ohmschen Kontakts
R_{Sub}	Gleichstromwiderstand des Substrats
R_s	Serienwiderstand der Schottky-Diode Strahlungswiderstand einer Antenne
R_{Skin}	Skinwiderstand einer Schottky-Diode
R_{uv}	Koppelfaktor zwischen zwei Antennen
s_i, s_a	Ausbreitungskonstanten im Argument der Bessel- bzw. Hankelfunktionen
S_r	Leistungsdichte
S_{rmax}	maximale Leistungsdichte
s_{uv}	Streukoeffizienten
s	Abstand zwischen Antenne und Winkelreflektor
t	Dicke der nicht verarmten Epi-Schicht
t_{e1}, t_{e2}	lokale Einschwingzeiten bei der Großsignalanalyse
T	absolute Temperatur
T_{LO}	Periodendauer der Lokoszillator-Grundschiwingung
T_M	effektive Einseitenbandrauschtemperatur eines Mischers
T_{MZSB}	effektive Zweiseitenbandrauschtemperatur eines Mischers
U	Vektor der Kleinsignalspannungen
U_D	Diffusionsspannung
u_L	nach links laufende Spannungswelle
u_R	nach rechts laufende Spannungswelle

U_{q0}	Vorspannungsquelle
U_{q1}	Quellspannung des Lokaloszillators
u_d	Diodenspannung
W	Energie
W_B	Barrierenhöhe des Metall-Halbleiterübergangs
W_{FM}	Ferminiveau im Metall
W_{FH}	Ferminiveau im Halbleiter
W_{LM}	Leitungsbandkante im Metall
W_{LH}	Leitungsbandkante im Halbleiter
W_{VH}	Valenzbandkante im Halbleiter
w_o	Taillenradius eines Gaußstrahls
x	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem
Y	Konversionsmatrix
Y'	erweiterte Konversionsmatrix
Y_u	Matrix des Umgebungsnetzwerkes
y	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem
Z_{Epi}	Serienimpedanz der Epi-Schicht
$Z_e(f)$	Umgebungsimpedanz der Diode bei der Frequenz f
Z_o	Wellenwiderstand einer Leitung
Z_{Sub}	Serienimpedanz des Substrats
Z_{Skin}	Serienimpedanz aufgrund des Skineffekts
Z_n	Zylinderfunktion
z	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem
	Koordinate im Zylinderkoordinatensystem
z_R	Rayleighlänge eines Gaußstrahls
α	Dämpfungsmaß
β	Phasenmaß; Winkel in der H-Ebene einer Antenne gegen die Hauptstrahlrichtung
$\beta_g; \beta_u$	Phasenmaß des geraden bzw. ungeraden Modes auf der dielektrischen Leitung
$\gamma = \alpha + j\beta$	Ausbreitungsmaß
γ	Exponent im $c_j(u_d)$ -Gesetz
$\tilde{\gamma}$	1,781
δ	Dämpfung pro Wellenlänge auf der Langdrahtantenne
ϵ	Dielektrizitätskonstante
$\underline{\epsilon}_r$	komplexe Dielektrizitätskonstante
ϵ_{eff}	effektive Dielektrizitätskonstante

η	Wirkungsgrad
Θ	Fernfeldöffnungswinkel eines Gaußstrahls
ϑ	Winkel im Kugelkoordinatensystem
$\vartheta_{\max}$	Winkel ϑ in Hauptstrahlrichtung
λ_0	Freiraumwellenlänge
λ_L	Leitungswellenlänge der Sommerfeldwelle
μ	Beweglichkeit der Elektronen im Halbleiter
μ	Permeabilitätskonstante
ξ	Abklinglänge im Außenraum einer dielektrischen Leitung
ρ	Koordinate im Zylinderkoordinatensystem
σ	Leitfähigkeit
φ	Winkel im Kugelkoordinatensystem
$\vec{\Pi}$	Hertzscher Vektor
ω_d	dielektrische Relaxationsfrequenz
ω_0	Zwischenfrequenz
ω_p	Plasmafrequenz im Halbleiter; Lokaloszillatorfrequenz

0. Einleitung

Die "Technik" des Frequenzbereichs zwischen etwa 300 GHz ($\lambda_0 \approx 1$ mm) und 3 THz ($\lambda_0 \approx 0,1$ mm), des sog. Submillimeterwellen- oder Ferninfrarot-Bereichs, hat in den letzten zehn Jahren eine stürmische Entwicklung erfahren.

Begünstigt wurde diese zum einen durch die Erfindung des optisch gepumpten Molekül-Lasers durch Chang und Bridges im Jahr 1970. In den folgenden Jahren wurden immer neue Moleküle entdeckt, in denen Laserübergänge möglich sind, so daß heute mehr als tausend Laserlinien für diesen Frequenzbereich zur Verfügung stehen. Zum anderen war die moderne Halbleitertechnologie in der Lage, Schottky-Dioden für den Einsatz bei diesen hohen Frequenzen herzustellen.

Mit dem Molekül-Laser als Lokalszillator und der Schottky-Diode als Mischelement konnten so rauscharme, heterodyne Empfänger für den Submillimeterwellen-Bereich realisiert werden.

Treibender Motor für die Erschließung dieses Frequenzbereichs war und ist die Radioastronomie, die höchste Anforderungen an die Empfindlichkeit von Submillimeterwellen-Empfängern stellt. Daneben findet diese Technik unter anderem aber auch breite Anwendungsgebiete in der Laborspektroskopie, der Plasmaforschung sowie der Radioaeronomie. Gerade das letzte Gebiet dürfte angesichts unserer durch die Verunreinigung der Atmosphäre bedrohten Umwelt in Zukunft an Bedeutung gewinnen. Neben der Bestimmung der Schadstoffkonzentration in der Hochatmosphäre ist der Einsatz von Submillimeterwellen-Radiometern auch für die Gasanalyse erdnaher Schichten denkbar.

Die Erschließung des Submillimeterwellen-Gebiets erfolgte einerseits vom tieferen Frequenzbereich der klassischen Mikro- und Millimeterwellen-Technik aus, andererseits erforderte der Einsatz von Lasern als Strahlungsquellen die Verwendung von Komponenten der Infrarot-Technik. Wegen der hohen Dämpfung von metallischen Leitungsstrukturen im Submillimeterwellen-Bereich erfolgt die Leistungsübertragung meist mit Strahlung in offenen Strukturen (Linsen, Spiegel). Für diese Art der Wellenführung sowie alle damit zusammen-

hängenden Komponenten hat sich der Begriff quasioptische Technik eingebürgert.

In den vergangenen Jahren wurden in dieser Technik quasioptische Heterodyn-Empfänger entwickelt und ständig weiterverbessert, so daß diese heute mit Empfängerrauschtemperaturen von etwa 7000 K im Frequenzbereich um 600 GHz eine beachtliche Empfindlichkeit aufweisen.

In der vorliegenden Arbeit, die sich auf solche Submillimeterwellen-Empfänger beschränkt, die mit Schottky-Dioden aufgebaut sind, wird im ersten Teil ein bereits bestehendes Konzept eines quasioptischen Empfängers analysiert und daraus resultierend Verbesserungen vorgeschlagen, die dann meßtechnisch nachgewiesen werden.

Es wird gezeigt, daß sich die Einkopplung eines Gaußstrahls in das System Schottky-Diode/Whisker-Antenne durch die Verwendung einer sog. Konus-Winkelreflektor-Antenne gegenüber der herkömmlichen Technik erheblich verbessern läßt.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Submillimeterwellen-Empfänger mit einem Harmonischen-Mischer in Hohlleitertechnik und einem dielektrischen Richtkoppler zur Einkopplung von Signal- und Lokaloszillator-Leistung beschrieben und meßtechnisch untersucht. Dieses System ist im Vergleich zu quasioptischen Empfängern relativ einfach zu handhaben und kann unter anderem zur Untersuchung von Laser-Linien oder als Empfänger in einem Submillimeterwellen-Meßplatz eingesetzt werden.

1. Übersicht über Submillimeterwellen-Detektoren

1.1 Überblick

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Möglichkeiten der Detektion und des Empfangs von Submillimeterwellen gegeben. Dabei wird unterschieden zwischen den sog. Detektoren und den auf diesen Detektoren basierenden Empfangssystemen.

Im letzten Abschnitt wird die im Rahmen dieser Arbeit erfolgte Beschränkung auf die Untersuchung von Systemen, die mit Schottky-Dioden aufgebaut sind, erläutert.

1.2 Detektoren für den Submillimeterwellen-Bereich

Unter einem Detektor soll im weiteren ein Element verstanden werden, das aufgrund eines physikalischen Effekts in irgendeiner Weise auf einfallende Submillimeterstrahlung reagiert. Wegen der Vielzahl der möglichen physikalischen Effekte werden hier nur die wichtigsten aufgeführt.

Ausführliche Literaturhinweise finden sich z.B. in /1/.

Folgende 3 Hauptgruppen umfassen den wesentlichen Teil aller Submm-Wellen-Detektoren:

-Thermische Detektoren:

Elemente, die auf die Wärme, die durch die Absorption von Strahlung erzeugt wird, reagieren.

Zu dieser Gruppe gehören u.a. die Thermosäule, das Bolometer und das Kalorimeter. Aber auch die pyroelektrischen Detektoren und die pneumatischen Detektoren mit der Golay-Zelle als bekanntestem Vertreter sollen hier nicht unerwähnt bleiben.

Die meisten thermischen Detektoren besitzen eine relativ lange Ansprechzeit. Abgesehen von einzelnen pyroelektrischen Elementen, die bei erheblich reduzierter Empfindlichkeit bis zu 1 nsec erreichen, liegen die Ansprechzeiten der übrigen thermischen Detektoren bestenfalls im Bereich von etwa 5 msec.

Aus diesem Grund werden thermische Detektoren im allgemeinen

nur zur Leistungsmessung verwendet. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich die Leistung zeitlich nicht oder nur sehr langsam ändert.

-Quanten- oder Photonen-Detektoren:

Elemente, bei denen einzelne Photonen der einfallenden Strahlung Ladungsträger erzeugen.

Die wichtigsten Vertreter dieser Gruppe sind die photoleitenden Detektoren, wobei im Submm-Wellen-Bereich nur die mit flüssigem Helium gekühlten Detektoren, wie z.B. dotiertes Germanium, verwendet werden können.

Die schnellsten photoleitenden Detektoren weisen Ansprechzeiten von etwa 1 - 100 nsec auf. Die erreichbaren Bandbreiten sind damit auf einige hundert MHz beschränkt.

-Gleichrichtende Detektoren:

Elemente, die in irgendeiner nichtlinearen Form auf hochfrequente Ströme und Spannungen bei der Signalfrequenz reagieren.

Beschränkt man sich auf den Submm-Wellen-Bereich, so sind zu dieser Gruppe der Metall-Halbleiter-Übergang (Schottky-Diode), der Metall-Metall-Übergang mit dazwischen liegendem Isolator (MOM-Diode, MOM = Metall-Oxid-Metall) und die Josephson-Elemente zu zählen.

Die Bandbreite dieser Elemente liegt zumindest theoretisch in der gleichen Größenordnung wie die Strahlungsfrequenz. In der praktischen Anwendung wird die erreichbare Bandbreite bzw. Ansprechzeit von der externen Beschaltung der Elemente bestimmt. Bandbreiten von einigen Gigahertz sind dabei ohne größere Probleme realisierbar.

Wie im nächsten Abschnitt noch näher erläutert wird, können mit gleichrichtenden Detektoren aber nicht nur schnelle, sondern auch relativ rauscharme Empfangssysteme aufgebaut werden.

Gegenüber den beiden anderen oben erwähnten Vertretern dieser Gruppe zeichnet sich die Schottky-Diode durch relativ leichte Handhabbarkeit, geringen gerätetechnischen Aufwand und große Robustheit aus.

All diese Gründe haben dazu geführt, daß, abgesehen von

Spezialanwendungen, immer dann, wenn breitbandige und rauscharme Empfänger für den Submm-Wellen-Bereich realisiert werden sollen, auf Schottky-Dioden zurückgegriffen wird.

1.3 Klassifikation von Empfangssystemen

Unter einem Empfänger bzw. Empfangssystem - beide Begriffe werden im Rahmen dieser Arbeit gleichbedeutend verwendet - versteht man ein System, das einen Detektor enthält, wobei das Ausgangssignal dieses Systems charakteristisch von der einfallenden Strahlung abhängt.

Man unterscheidet im wesentlichen 2 verschiedene Empfänger-konzepte, die im Submm-Wellen-Bereich realisierbar sind:

-Video-Empfänger:

Charakteristisch für einen Video- oder Basisbandempfänger ist, daß nur bei der Empfangsfrequenz Strahlungsleistung auf den Detektor gegeben wird.

Die elektrische Ausgangsspannung der meisten Videoempfänger ist dabei zumindest bei genügend kleinen Pegeln proportional zur empfangenen Strahlungsleistung.

Um den Empfang von Hintergrundstrahlung zu vermeiden und die Verwendung von phasenempfindlichen Verstärkern (Synchrondemodulatoren) zu ermöglichen, wird das Empfangssignal häufig moduliert bzw. gepulst.

Wegen der Vielzahl der existierenden Videodetektoren, die zum Teil auf sehr unterschiedlichen Effekten beruhen, lassen sich keine weiteren generellen Aussagen über den Aufbau dieser Empfänger machen.

-Heterodyne Empfänger als Empfangs-Abwärtsmischer:

Charakteristisch für den Empfangs-Abwärtsmischer ist, daß der Detektor nicht nur der Strahlung der Signalquelle sondern auch der Strahlung eines leistungsstarken Lokaloszillators (LO) ausgesetzt wird. Die Differenz zwischen Signal- und LO-Frequenz, die sog. Zwischenfrequenz, wird aus dem Element ausgekoppelt und rauscharm weiterverstärkt. Da

rauscharme Verstärker nur bis zu Frequenzen von einigen Gigahertz zur Verfügung stehen, liegt die LO-Frequenz im gleichen Bereich wie die Signalfrequenz. Dies bedeutet einen enormen Aufwand für eine leistungsstarke Submm-Wellen-Quelle, wobei im Bereich um 600 GHz sowohl Laser als auch Rückwärtswellen-Oszillatoren in Frage kommen.

Es besteht darüber hinaus aber auch die Möglichkeit, die zur Mischung benötigte LO-Frequenz entweder in einer externen Baugruppe oder im Detektor selbst durch Vervielfachung einer niedrigeren Frequenz zu erzeugen. Voraussetzung für die Vervielfachung im Detektor selbst ist, daß in diesem ein nicht-linearer Effekt auftritt. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt vor allem darin, leistungsstarke und relativ unkomplizierte Quellen im Millimeterwellen-Bereich (30 GHz - 300GHz) verwenden zu können.

Vergleicht man beide Empfängerprinzipien /1/, so läßt sich feststellen, daß Heterodyn-Empfänger im allgemeinen sehr viel rauschärmer und damit empfindlicher sind als Video-Empfänger. Diese höhere Empfindlichkeit wird allerdings mit einem komplizierterem und aufwendigerem Aufbau erkauft.

1.4 Zielsetzung der vorliegenden Arbeit

Beim heutigen Stand der Technik sind Schottky-Dioden am besten geeignet, breitbandige, empfindliche und relativ robuste Submm-Wellen-Empfänger mit nicht allzu großem Aufwand zu realisieren.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden also nur solche Empfänger betrachtet, die mit Schottky-Dioden als Detektorelement aufgebaut sind. Es werden dabei 2 verschiedene Empfängerkonzepte für einen Frequenzbereich von etwa 600 GHz untersucht.

Zunächst wird ein sog. quasioptischer Empfänger, der eine Weiterentwicklung eines aus der Literatur bekannten und in größerem Umfang speziell in der Radioastronomie bereits eingesetzten Submm-Wellen-Empfängers darstellt, behandelt.

Ein etwa 10 - 25 μm dicker Metalldraht, der sog. Whisker,

übernimmt die Funktion der Antenne und dient gleichzeitig zur Kontaktierung der Submm-Wellen-Schottky-Diode.

Ein Winkelreflektor in geeignetem Abstand vom Whisker erhöht den Gewinn und erzeugt eine einseitige Strahlungsrichtcharakteristik.

In der vorliegenden Arbeit werden die elektromagnetischen Eigenschaften des Whiskers näher untersucht und eine Struktur vorgeschlagen, die eine verbesserte Einkopplung der Submm-Wellen-Strahlung in die Diode bewirkt.

Die meßtechnische Verifizierung erfolgt sowohl an einem für den Originalfrequenzbereich aufgebauten Empfänger, als auch durch Untersuchungen an einem vergrößerten Modell. Messungen im Modellfrequenzbereich von etwa 1 - 18 GHz bringen reproduzierbare Ergebnisse und erlauben darüberhinaus auch die Bestimmung des Umgebungsnetzwerkes der Diode.

Unter Umgebungsnetzwerk versteht man dabei sämtliche Impedanzen, die "man" von der Diode aus bei allen relevanten Frequenzen "sieht".

Die Kenntnis des Umgebungsnetzwerkes sowie der Diodenparameter ermöglicht mit Hilfe eines Mischeranalyseprogramms die theoretische Bestimmung der Eigenschaften von quasioptischen Mischern.

Ein Nachteil dieser quasioptischen Mischerstruktur ist, daß sie sinnvollerweise nur von einem Lokaloszillator gepumpt werden kann, dessen Frequenz selbst im Submm-Wellen-Bereich liegt. Es handelt sich also um sog. Fundamental-Mischer. Im zweiten Teil der Arbeit wird ein sog. Harmonischen-Mischer untersucht.

Der Mischer ist in Hohlleitertechnik aufgebaut und wird von einem Millimeterwellen-Oszillator mit einer Frequenz von etwa 140 - 150 GHz gepumpt. Die Signalfrequenz liegt bei der vierfachen Pumpfrequenz im Bereich von 560 - 600 GHz. Für die Zusammenführung von Signal- und Lokaloszillator wird ein neuartiger dielektrischer Richtkoppler vorgeschlagen und untersucht, der den großen Unterschied zwischen beiden Frequenzen gezielt ausnutzt. Dazu wird das Verhalten von dielektrischen Leitungen und Richtkopplern im Millimeter- und Submillimeter-Wellen-Bereich analysiert und meßtechnisch ermittelt.

Obwohl bekannt ist, daß Harmonischen-Mischer meist schlechtere Ergebnisse bezüglich Konversionsverlust und Rauschtemperatur erzielen als Fundamental-Mischer, sind sie aber gerade für den Submm-Wellen-Bereich besonders attraktiv, speziell dann, wenn man sich mit der geringeren Empfindlichkeit zufrieden gibt, oder keine leistungsstarke Submm-Wellen-Quelle zur Verfügung hat.

Im Gegensatz zu Millimeter-Wellen-Quellen sind Submm-Wellen-Quellen heute stets noch voluminös und teuer, unabhängig davon, ob man an Laser oder Rückwärtswellen-Oszillatoren mit ihren aufwendigen Netzteilen denkt.

Theoretische Untersuchungen an Harmonischen-Mischern sollen die Unterschiede zu Fundamental-Mischern darlegen und Wege aufzeigen, wie man die Eigenschaften verbessern kann.

Neben den Diodenparametern spielt auch hier das Umgebungsnetzwerk die entscheidende Rolle. Systematische Messungen an einem vergrößerten Modellmischer zeigen Tendenzen im Verhalten der Umgebungsimpedanzen auf, die sehr stark von einzelnen Parametern der Schaltung abhängen.

Es kann so gezeigt werden, daß aus der Literatur bekannte Verfahren zur Berechnung des Umgebungsnetzwerkes das Verhalten nur unzureichend beschreiben. Aus den durchgeführten Messungen geht hervor, daß die zur theoretischen Berechnung nötigen Vereinfachungen in der Geometrie der Struktur einen enormen Einfluß ausüben.

Experimentelle Ergebnisse eines realisierten Harmonischen-Mischers für eine Empfangsfrequenz von 584 GHz schließen die vorliegende Arbeit ab.

2. Schottky-Dioden für den Submillimeterwellen-Bereich

2.1 Überblick

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über den Aufbau, die Eigenschaften und die speziellen Besonderheiten von Submm-Wellen-Schottky-Dioden gegeben. Es soll dabei keine umfassende Theorie des Metall-Halbleiterübergangs behandelt werden; vielmehr wird nur auf diejenigen Probleme eingegangen, die für die vorliegende Arbeit von Bedeutung sind. Im letzten Abschnitt wird der praktische Umgang mit diesen Dioden, wie die Montage und das Kontaktieren in einer konkreten Schaltung, näher beschrieben.

2.2 Strom-Spannungscharakteristik des Metall-Halbleiterübergangs

Die Mechanismen des Ladungsträgertransports im Metall-Halbleiter-Übergang sind relativ kompliziert und Gegenstand vielfältiger Untersuchungen (/2/ - /5/). Für den hier vorliegenden Einsatz in Frequenzumsetzern sind jedoch gewisse Vereinfachungen möglich, die dazu führen, daß man den an den äußeren Klemmen meßbaren Strom zusammengesetzt denken kann aus einem sog. thermionischen Emissionsstrom und einem Feldemissions- oder Tunnelstrom. Beide hängen dabei exponentiell von der äußeren Spannung ab.

Die Energie der Elektronen, die zu den Strömen über eine in Durchlaßrichtung vorgespannte Barriere beitragen, zeigt schematisch das Bild 2-1.

Bei genügend hoher Temperatur besitzen die Elektronen soviel thermische Energie, daß sie die Spitze der Barriere überqueren können (Thermionische Emission). Es besteht aber für Elektronen auch die Möglichkeit, am Fuß der Barriere diese zu durchtunneln und ins Metall zu gelangen (Feldemission). Da dieser Effekt temperaturunabhängig ist, tritt er bevorzugt bei tiefen Temperaturen auf.

In einer Kombination dieser beiden unterschiedlichen Mecha-

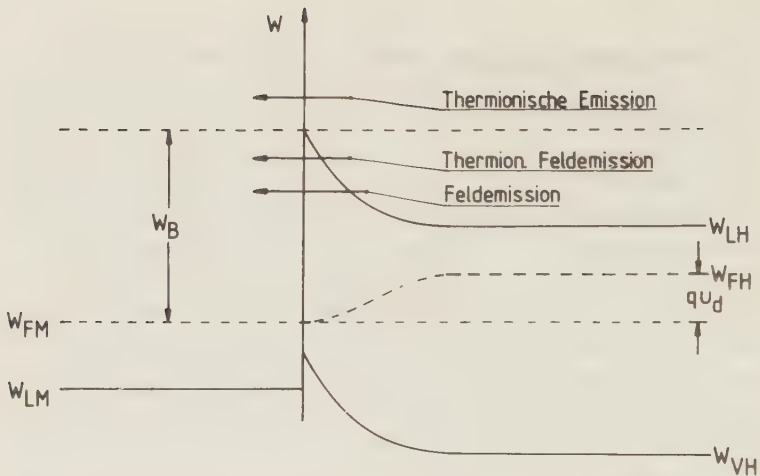


Bild 2-1: Bändermodell des Metall-Halbleiterübergangs

(u_d = Diodenspannung, W_B = Barrierenhöhe,

W_{FM} , W_{FH} : Fermi-Energie im Metall bzw. Halbleiter

W_{LM} , W_{LH} : Energie der Leitungsbandkante im Metall bzw. Halbleiter

W_{VH} : Energie der Valenzbandkante im Halbleiter)

nismen ist es thermisch angeregten Elektronen möglich, unterhalb der Barrierenspitze durch Tunneleffekt zum Stromfluß beizutragen.

Da im Rahmen dieser Arbeit Schottky-Dioden nur bei Raumtemperatur eingesetzt werden, wird im weiteren nur die thermionische Emission betrachtet.

Für diesen Fall läßt sich die Strom-Spannungscharakteristik durch folgende Gleichung beschreiben:

$$i_d = I_S \left(\exp\left(\frac{qu_d}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (2.1)$$

mit I_S = Sperrsättigungsstrom, q = Elementarladung, k = Boltzmannkonstante und T = absolute Temperatur.

Der sog. Idealitätsfaktor n hat für rein thermionische Emission den Wert 1 und die Abweichung von diesem Wert kann als Maß für den Anteil des Tunnelstroms am Gesamtstrom betrachtet werden. Darüberhinaus können aber auch nichtperfekte

Halbleiteroberflächen d.h. unerwünschte Zwischenschichten und Verunreinigungen infolge von Diffusion beim Herstellungsprozeß zu Werten von n größer als eins führen. Wie in einem späteren Abschnitt gezeigt wird, hängt unter gewissen Voraussetzungen die Rauschtemperatur eines Diodenmischers linear vom Idealitätsfaktor n ab. Realistische Werte für n liegen zwischen 1,1 und 1,2. Im Anhang wird ein Meßverfahren angegeben, das die Bestimmung der Diodenparameter n und I_S aus einer Gleichstrommessung erlaubt.

2.3 Aufbau von Schottky-Dioden für den Submillimeterwellen-Bereich

Bevor man weitere Kenngrößen von Schottky-Dioden wie z.B. Serienwiderstand oder Sperrschichtkapazität betrachtet, ist es sinnvoll, zunächst den Aufbau der im Submm-Wellen-Bereich eingesetzten Dioden zu beschreiben.

Für Frequenzen größer als 150 GHz werden fast ausschließlich sog. whisker-kontaktierte Honeycomb-Schottky-Dioden verwendet.

Die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich benutzten Diodenchips mit der Bezeichnung SD 014 der Fa. Millimetre Wave Technology, Cork, Ireland besaßen Abmessungen von $250\text{ }\mu\text{m} \cdot 250\text{ }\mu\text{m} \cdot 100\text{ }\mu\text{m}$. (siehe Bild 2-2)

Auf einem hochdotierten N^+ -Substrat ($N_D = 2 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$) befindet sich eine ca. $0,125\text{ }\mu\text{m}$ dicke Epischicht mit einer Dotierung von $2 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

Der eigentliche Metall-Halbleiterübergang wird von den kreisförmigen Metall-Anoden aus aufgedampftem Platin, die mit einer Goldschicht verstärkt sind, gebildet. Bei einem Anodendurchmesser von $2\text{ }\mu\text{m}$ und einem gegenseitigen Abstand von ca. $4\text{ }\mu\text{m}$ befinden sich einige tausend Einzeldioden auf einem Chip, von denen eine rein zufällig mit dem Whisker kontaktiert wird.

Die einzelnen Dioden sind durch eine 2000 Å dicke SiO_2 -Schicht getrennt. Ein ohmscher Kontakt auf der Unterseite ermöglicht das Einlöten bzw. Einkleben des Chips in eine Schaltung.

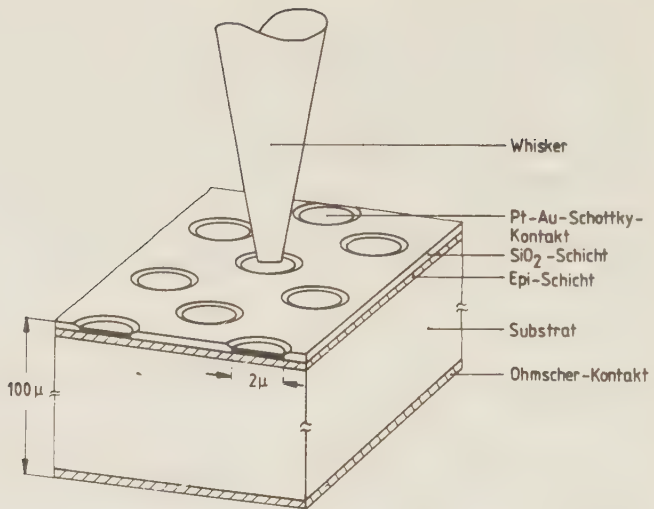


Bild 2-2: Aufbau einer Honeycomb-Schottky-Diode

Aus mechanischen Gründen werden zur Herstellung des Whiskers Drähte verwendet, die dicker sind als der Diodendurchmesser. Diese müssen daher vor dem Kontaktieren angespitzt werden. Auf Einzelheiten der Whiskerpräparation und des Kontaktiervorgangs wird in einem späteren Abschnitt näher eingegangen. Die Dioden vom Typ SD 014 sind vom Aufbau her für einen Frequenzbereich von etwa 140 GHz vorgesehen. Die mit den hier beschriebenen Empfänger erzielten Ergebnisse sind deshalb auch unter diesem Gesichtspunkt zu betrachten.

2.4 Sperrschichtkapazität und Serienwiderstand

Sperrschichtkapazität und Serienwiderstand der Schottky-Diode haben als parasitäre Elemente einen großen Einfluß auf die Eigenschaften von Submm-Wellenempfängern.

Die Sperrschichtkapazität des Übergangs läßt sich durch die folgende Gleichung beschreiben:

$$c_j = C_0 \left(1 - \frac{u_d}{U_D} \right)^{-\gamma} \quad (2.2)$$

mit c_j = Sperrschichtkapazität, C_0 = Nullvoltkapazität (c_j für $u_d = 0$ V), u_d = Diodenspannung und U_D = Diffusionsspannung.

Der Faktor γ im Exponenten hängt von der Geometrie und der Dotierung des Übergangs ab. Für einen ebenen Übergang mit konstanter Dotierung hat γ einen Wert von 0,5. In experimentellen Untersuchungen wurde festgestellt /8/, daß sich günstigere Mischereigenschaften mit erheblich reduziertem LO-Leistungsbedarf erzielen lassen, wenn man Schottky-Übergänge verwendet, deren Sperrschichtkapazität sich nur wenig mit der Spannung ändert. Man nennt diese Übergänge in Anlehnung an die sog. Mott-Diode /60/, die überhaupt keine Änderung der Kapazität aufweist, Mottky-Diode /8/ oder auch praktische Mott-Diode. Dieses Quasi-Mott-Verhalten wird durch eine sehr dünne, niedrig dotierte Epischicht erreicht. Die Epischicht ist dann bereits ohne angelegte Sperrspannung völlig ausgeräumt, d.h. die Sperrschicht erstreckt sich bis an die Grenze der hochdotierten N^+ -Schicht. Mit wachsender Sperrspannung dringt die Sperrschicht wegen der hohen Dotierung nur noch geringfügig in die N^+ -Schicht ein, d.h. die Kapazität ändert sich nur noch wenig.

Die im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich verwendete Schottky-Diode vom Typ SD 014 weist ebenfalls Quasi-Mott-Verhalten auf.

In Bild 2-3 ist die gemessene Abhängigkeit der Sperrschichtkapazität von der Diodenspannung dargestellt /9/.

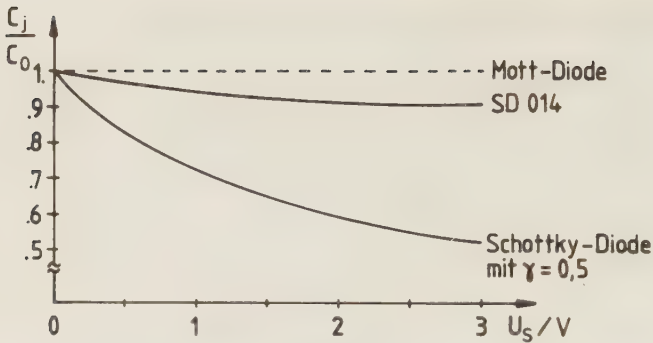


Bild 2-3: Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit von der Sperrspannung für verschiedene Diodentypen

Wie man sieht, ändert sich die Kapazität zwischen 0 und 3 Volt angelegter Sperrspannung nur um rund 10%. Zum Vergleich sind die Kennlinien einer idealen Mott-Diode sowie einer Diode, die der Gl. (2.2) gehorcht, angegeben. Die Diode vom Typ SD 014 besitzt eine Nullvoltkapazität von $C_0 = 4,9$ fF.

Der Gleichstrom-Serienwiderstand einer Schottky-Diode setzt sich aus 3 Anteilen zusammen.

$$R_{DC} = R_{Epi} + R_{Sub} + R_{Ohm} \quad (2.3)$$

R_{Epi} ist der Widerstand der nicht-verarmten Epischicht, R_{Sub} der Übergangswiderstand zwischen der aktiven, kreisförmigen Epischicht und dem hochdotierten Substrat und R_{Ohm} der Widerstand des rückwärtigen ohmschen Kontaktes des Diodenchips, der im allgemeinen so klein ist, daß er vernachlässigt werden kann.

Bei höheren Frequenzen kommt ein Anteil infolge des Skineffekts hinzu, der in guter Näherung durch folgende Beziehung beschrieben werden kann [58]:

$$R_{\text{Skin}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\pi \sigma}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \sqrt{f} \quad (2.4)$$

mit μ = Permeabilität der N^+ -Schicht, σ = Leitfähigkeit der N^+ -Schicht, a = Diodendurchmesser und b = Chipdurchmesser. Die Näherung liegt darin, daß zur Ableitung von Gl. (2.4) ein zylinderförmiger Chip mit Metallisierung der Zylinderflächen entsprechend Bild 2-4 angenommen wurde.

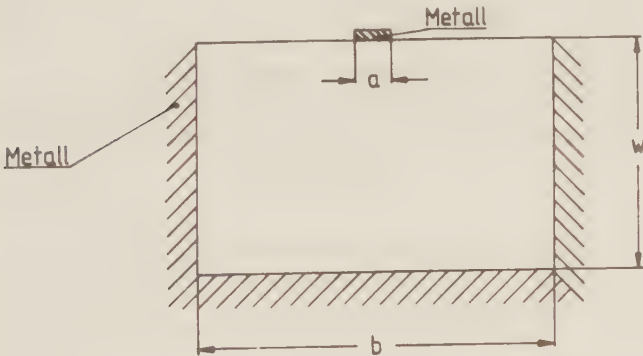


Bild 2-4: Anordnung zur Ableitung der Gl.(2.4)

Für den Serienwiderstand der Diode gilt damit:

$$R_S = R_{\text{Epi}} + R_{\text{Sub}} + R_{\text{Skin}} \quad (2.5)$$

Der Gleichanteil $R_{\text{Epi}} + R_{\text{Sub}}$ kann mit Hilfe eines Gleichstrommeßverfahrens, das im Anhang näher beschrieben ist, bestimmt werden.

Zwei weitere Effekte, die speziell bei sehr hohen Frequenzen (THz-Bereich) zu einer starken Vergrößerung des Serienwiderstandes führen, können sich bereits im Bereich von einigen hundert GHz störend bemerkbar machen.

Oberhalb der sog. dielektrischen Relaxationsfrequenz

$$\omega_d = \frac{\sigma}{\epsilon} \quad (2.6)$$

mit σ = Leitfähigkeit, ϵ = Dielektrizitätskonstante ist der Verschiebungsstrom gegenüber dem Leitungsstrom nicht mehr zu vernachlässigen.

Weiterhin spielt die Trägheit der Ladungsträger oberhalb einer charakteristischen Frequenz ¹⁾ gegeben durch

$$\omega_s = \frac{q}{m^* \mu_n}, \quad (2.7)$$

mit m^* = effektive Masse, bzw. μ_n = Beweglichkeit der Elektronen in der Epischicht, eine entscheidende Rolle. Beide Effekte zusammen führen zu sog. Plasmaschwingungen, die in der Nähe der sog. Plasmafrequenz ω_p

$$\omega_p = \sqrt{\omega_s \omega_d} \quad (2.8)$$

eine beträchtliche Erhöhung des Serienwiderstandes bewirken (/42/, /43).

¹⁾ In der angelsächsischen Literatur wird ω_s üblicherweise mit scattering frequency bezeichnet

2.5 Ersatzschaltung und Kenngrößen von Schottky-Dioden

Aus den in den letzten Abschnitten gewonnenen Ergebnissen läßt sich das Ersatzschaltbild nach Bild 2-5 für die Schottky-Diode ableiten.

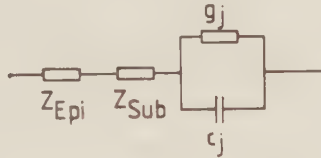


Bild 2-5: Ersatzschaltbild einer Schottky-Diode

Dabei ist g_j der differentielle Leitwert des Metall-Halbleiterübergangs, für den mit $i_d \gg I_s$ gilt:

$$g_j = \frac{q}{nkT} i_d \quad (2.9)$$

Wegen des Auftretens von Skineffekt und Plasmaresonanz weisen die Serienwiderstände der Epischicht und des Substrats Z_{Epi} und Z_{Sub} auch einen Imaginärteil auf /6/.

Aufgrund der hohen Dotierung des Substrats ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) tritt die Plasmaresonanz weit oberhalb des hier interessierenden Frequenzbereichs auf.

Für übliche Dotierungen der Epischicht von $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ liegt sie dagegen bei ca. 4 THz und muß daher näher untersucht werden.

Für Z_{Epi} gilt /43/:

$$Z_{Epi} = \frac{t}{\pi \sigma a^2} \left(\frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_s}} + j \frac{\omega}{\omega_d} \right)^{-1} \quad (2.10)$$

mit t = Dicke der nicht ausgeräumten Epischicht.

Bild 2-6 zeigt den Verlauf von Real- und Imaginärteil von Z_{Epi} bezogen auf den Gleichstromwert $R(0) = Z_{Epi}(0)$ mit:

$$R(0) = \frac{\tau}{\pi \sigma a \varepsilon}.$$

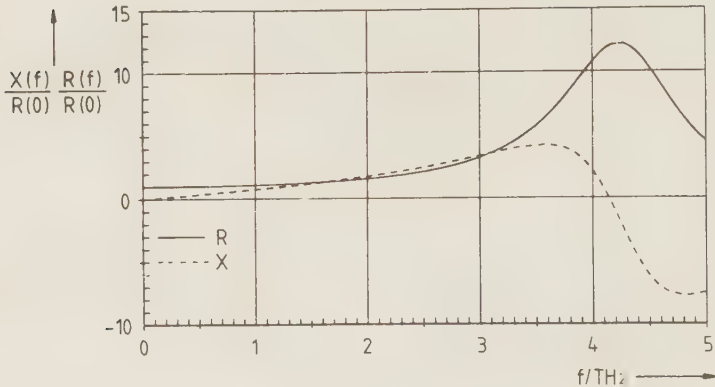


Bild 2-6: Real- (R) und Imaginärteil (X) von Z_{Epi} bezogen auf den Gleichstromwert $R(0)$

Man erkennt den geringen Einfluß bei Frequenzen um 600 GHz, der gegenüber der Widerstandserhöhung aufgrund des Skin-Effekts vernachlässigt werden kann.

Im weiteren wird deshalb für die Diode die Ersatzschaltung nach Bild 2-7 verwendet.

Für Z_{Skin} gilt nach [42]:

$$Z_{Skin} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\pi \sigma}} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \sqrt{f} (1 + j). \quad (2.11)$$

R_{DC} ist der mit dem im Anhang beschriebenen Verfahren gemessene Gleichstromwert.

Als Kenngröße für das Frequenzverhalten der Schottky-Diode wird meist die sog. Grenzfrequenz f_{co} angegeben:

$$f_{co} = \frac{1}{2 \pi R_{DC} C_{co}}. \quad (2.12)$$

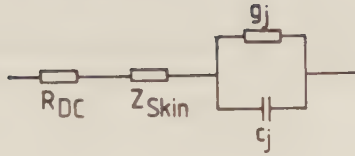


Bild 2-7: Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Schottky-Diode

Die Grenzfrequenz f_{co} ist eine reine Rechengröße, die sich aber in der Praxis zur Beurteilung von Submm-Wellen-Dioden bewährt hat. Je höher nämlich die Grenzfrequenz, umso höher ist auch die maximale Betriebsfrequenz, bei der mit der Diode noch gute Ergebnisse zu erzielen sind.

Betrachtet man z.B. den Frequenzgang von Videodetektoren, aufgebaut mit Schottky-Dioden, so liegen je nach Schaltung die gemessenen 3 dB-Grenzfrequenzen der Spannungsempfindlichkeit etwa bei 0,1 - 0,2 der jeweiligen Grenzfrequenz $f_{co} / 10/$. Dies und der Abfall gemäß f^{-4} zu hohen Frequenzen hin ist durch das Auftreten der Plasmaresonanz zu erklären. In /13/ wurde gezeigt, daß für heterodyne Abwärtsmischer die Empfindlichkeit umso größer ist, je höher die Grenzfrequenz f_{co} der verwendeten Diode liegt.

Bei der Auswahl von Submm-Wellen-Dioden ist also abgesehen vom Preis die relativ einfach zu bestimmende und in den Datenblättern meist angegebene Grenzfrequenz f_{co} als entscheidendes Kriterium heranzuziehen.

Die hier verwendeten Dioden vom Typ SD 014 besitzen eine Grenzfrequenz von ca. 4 THz, gegenüber einem Wert von etwa 8 THz für die besten heute verfügbaren Typen /13/.

2.6 Rauschen von Schottky-Dioden in Empfangsmischern

Das Rauschverhalten der Schottky-Diode in Empfangsmischern wird im wesentlichen von zwei verschiedenen Rauschursachen bestimmt:

-Schottrauschen, hervorgerufen durch den Ladungsträgertransport über die Barriere.

-Thermisches Rauschen infolge von resistiven Verlusten in der Diode.

Im allgemeinen wird die Rauschtemperatur eines Mixers nicht nur von der Diode selbst, sondern auch von den Eigenschaften der gesamten Schaltung abhängen.

Es läßt sich zeigen /11/, daß für den Fall eines vernachlässigbaren Serienwiderstandes und einer vernachlässigbaren, nichtlinearen Sperrschichtkapazität die Diode bezüglich des Rauschverhaltens durch ein passives 2-Tor (Dämpfungsglied) auf der Temperatur

$$T_A = n \frac{T}{2} \quad (2.13)$$

mit T = physikalische Temperatur, n = Idealitätsfaktor dargestellt werden kann.

Für den Fall eines Einseitenbandmischers (ESB-Mischer), d.h. reaktive Abschlüsse für alle Seitenfrequenzen mit Ausnahme der Signalfrequenz und der Zwischenfrequenz, ergibt sich dann für die Mischerrauschtemperatur T_M

$$T_M = n \frac{T}{2} (L_S - 1) \quad (2.14)$$

mit L_S = Konversionsverlust.

Für einen Zweiseitenbandmischer (ZSB-Mischer) mit reaktiven Abschlüssen für alle Frequenzen außer Signalfrequenz, Spiegelfrequenz und Zwischenfrequenz gilt dann entsprechend:

$$T_{\text{MZSB}} = n \frac{T}{2} \left(\frac{L_S L_B}{L_S + L_B} - 1 \right) \quad (2.15)$$

mit L_S = Konversionsverlust für die Signalfrequenz,

L_B = Konversionsverlust für die Spiegelfrequenz.

Im Hinblick auf die Rauscheigenschaften eines Mixers lassen sich daraus folgende Schlüsse ziehen:

-Die Rauschtemperaturen gemäß (2.14) bzw. (2.15) stellen die untere Grenze d.h. bestmögliche Werte dar.

-Der Idealitätsfaktor n sollte möglichst nahe bei eins liegen.

-Der Konversionsverlust beeinflusst ganz entscheidend das Rauschverhalten eines Mixers.

An dieser Stelle ist auf einen zusätzlichen Rauschmechanismus hinzuweisen, der speziell in GaAs-Schottky-Dioden auftritt.

Infolge von Gitterstreuungen durch Phononen können Elektronen unter Beibehaltung ihrer Energie und Änderung des Impulses in ein Nebental im Energie/Impuls-Diagramm gelangen.

Erfolgt dieser Übergang gerade beim Überqueren der Barriere, so kann dadurch elektrisches Rauschen entstehen. Es kann nämlich passieren, daß ein Elektron, das ins Nebental gelangt, das Metall nicht erreicht, obwohl Anfangsenergie und Anfangsimpuls ein sicheres Überqueren der Barriere im Haupttal erlaubt hätten.

Dieser zusätzliche Rauscheffekt in GaAs kann bei theoretischen Berechnungen dadurch berücksichtigt werden, daß man die physikalische Temperatur des Serienwiderstandes um 50 - 100 Kelvin erhöht /12/.

2.7 Montage von Submillimeterwellen-Schottky-Dioden

Die Montage von Submm-Wellen-Schottky-Dioden erfolgt in zwei Schritten.

Zunächst muß der Diodenchip selbst in einem Diodenträger befestigt werden. Da dieser in aller Regel aus Messing besteht, bietet sich das Einlöten an. Leider dürfen die GaAs-Chips keinesfalls Temperaturen über 120°C ausgesetzt werden. Es müssen deshalb niedrig schmelzende Lote verwendet werden, deren Fließeigenschaften im Vergleich zu üblichen Standardloten schlecht sind, und die ein Schwimmen des Chips auf dem heißen Lot bewirken. Das exakte Positionieren der Diode wird dadurch sehr erschwert; darüberhinaus besteht die Gefahr der irreversiblen Verunreinigung der Oberfläche mit Lot.

Die genannten Schwierigkeiten haben dazu geführt, daß das Einkleben der Chips vorgezogen wurde. Der verwendete, leitfähige Einkomponentenkleber vom Typ 1109-S der Firma Electro-Science härtet in einigen Stunden bei einer Temperatur von ca. 90°C aus. Unter Verwendung eines speziellen Lösungsmittels lassen sich die eingeklebten Diodenchips im Ultraschallbad auch nach dem Aushärten wieder ablösen und in einer anderen Schaltung erneut verwenden. Diese Tatsache ist angesichts des hohen Preises der einzelnen Chips besonders wichtig.

Der größte Vorteil liegt aber darin, daß infolge der langen Topfzeit (einige Tage) des Klebers die Dioden praktisch beliebig lang und damit relativ genau unter dem Mikroskop positioniert werden können. Im Falle von Verschmutzungen der Diode oder der Umgebung durch den Kleber können diese im Acetonbad ohne bleibenden Schaden beseitigt werden.

Die mechanische Festigkeit der Klebung wird nach dem Aushärten durch kurzes Einlegen in ein Ultraschallbad überprüft. Nach dem Einkleben eines Diodenchips muß eine der vielen Einzeldioden mit einem Whisker, der die elektrische Verbindung zwischen Diode und äußerer Beschaltung herstellt, kontaktiert werden. Der Whisker hat im wesentlichen zwei Aufgaben zu erfüllen:

-Er muß einen Druckkontakt zwischen Whiskerspitze und Anodenoberfläche herstellen.

-Er dient der Einkopplung der Hochfrequenzstrahlung in die Diode.

Das Whiskermaterial sollte deshalb sowohl eine hohe Elastizität als auch eine hohe Leitfähigkeit aufweisen. Beide Forderungen werden von Drähten aus Gold-Nickel erfüllt.

Dieses Material läßt sich darüberhinaus besonders leicht biegen und ausrichten. Die verwendeten $25\text{ }\mu\text{m}$ starken Au-Ni-Drähte müssen aber vor dem Kontaktieren elektrolytisch auf einen Spitzendurchmesser von $1 - 2\text{ }\mu\text{m}$ angespitzt werden. Im folgenden wird die Herstellung der Whisker kurz beschrieben. Der Whiskerdraht wird zur Erzielung einer Federkraft, die ein Abheben der Spitze von der Diodenoberfläche und ein anschließendes Verrutschen verhindern soll, zunächst mit zwei Schlaufen versehen. In einer Biegevorrichtung prägt ein Metallstempel in einem passenden Gegenstück die gewünschte Form der Schlaufen. Die beiden geraden Drahtstücke werden anschließend von Hand mit Hilfe einer Pinzette parallel ausgerichtet.

Die so vorbereiteten Whisker werden in Messingstifte, in die an einer Stirnfläche Löcher mit einem Durchmesser von $0,2\text{ mm}$ gebohrt sind, gelötet und längs der Achse zentrisch ausgerichtet.

Das Anspitzen des Drahtes erfolgt elektrolytisch in einer Lösung von 5% NaCN und 5% $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6] \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ in destilliertem Wasser. Mit Hilfe einer speziellen Ätzvorrichtung kann die Eintauchtiefe des Whiskers unter Verwendung einer Mikrometerschraube exakt festgelegt werden. Das Ätzen selbst erfolgt mit einer Wechselspannung von 50 Hz und einer Amplitude von ca. 5 V_{eff} .

Bild 2-8 a) zeigt eine Mikroskopaufnahme der so erhaltenen Whiskerspitze bei etwa tausendfacher Vergrößerung. Der Spitzendurchmesser ist kleiner als $1\text{ }\mu\text{m}$, was im Hinblick auf einen niedrigen Kontaktwiderstand und die mechanische Stabilität des Kontaktes ungünstig ist.

Man erreicht eine Verrundung der Spitze durch einen zweiten Ätzvorgang, bei dem die Whiskerspitze ca $30 - 40\text{ }\mu\text{m}$ in die Ätzlösung eingetaucht wird.

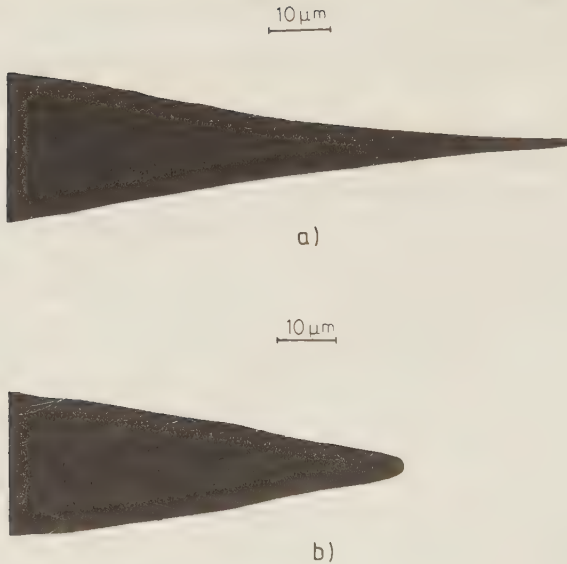


Bild 2-8: Whiskerspitze nach einmaligem Ätzen a) und nach dem zweiten Ätzworgang b)

In Bild 2-8 b) ist deutlich der größere Spitzenradius nach dem zweiten Ätzworgang zu erkennen. Mit derart breiten Spitzen wird das Kontaktieren sehr erleichtert, da praktisch beliebig viele Kontaktierversuche durchgeführt werden können, ohne daß sich die Spitzen verbiegen oder abbrechen, wie das bei dünnen Spitzen der Fall sein kann.

Das Kontaktieren der Diode erfolgt in einer Kontaktiervorrichtung, wie sie in Bild 2-9 zu sehen ist.

Wesentlicher Bestandteil ist ein Mikromanipulator, mit dessen Hilfe die Whiskerspitze genügend langsam und definiert auf den Diodenchip zubewegt werden kann. Eine Klemmvorrichtung, die auf der linken Seite zu sehen ist, ermöglicht die Befestigung der Empfängerblöcke.



Bild 2-9: Kontaktiervorrichtung für Honeycomb-Schottky-Dioden

Mit Hilfe eines Mikroskops wird die Annäherung der Whiskerspitze an die Diode beobachtet. Da ein gewisser Abstand zwischen Objektiv und Diode nicht unterschritten werden kann, ist die maximal mögliche Vergrößerung des Mikroskops auf etwa 50 beschränkt. Leider ist damit nicht zu erkennen, ob der Whisker eine der Anoden getroffen und kontaktiert hat.

Der Kontaktiervorgang wird deshalb zusätzlich mit Hilfe eines gewöhnlichen Ohmmeters (Digitalmultimeter) überwacht. Der positive Pol wird mit dem Whiskerhalter, der negative mit dem Block, auf dem die Diode befestigt ist, verbunden. In den $20\text{ M}\Omega$ -Bereich geschaltet zeigt das Instrument zunächst Überlauf bzw. unendlichen Widerstand an. Wird eine der Dioden von der Spitze getroffen, so springt die Anzeige auf einen Wert von $5 - 10\text{ M}\Omega$. Trifft die Whiskerspitze dagegen die Isolierschicht auf der Chipoberfläche, so biegt sich bei weiterer Annäherung des Mikromanipulators der Whisker seitlich durch, während das Instrument nicht reagiert. Die Whiskerspitze kann dann wieder vom Chip entfernt und ein neuer Kontaktierversuch gestartet werden. Führt man die Annäherung des Whiskers an die Diode genügend langsam und sorgfältig durch, so sind mit einer Spitze praktisch beliebig viele Versuche möglich.

Bild 2-10 zeigt Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen einer kontaktierten Diode.



Bild 2-10: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen einer kontaktierten Diode

Nach erfolgter Kontaktierung werden die Gleichstromkenngrößen der Diode bestimmt. Dazu wird die Strom-Spannungskennlinie der Diode an vier charakteristischen Punkten ($I_D = 10 \text{ mA}, 1 \text{ mA}, 100 \mu\text{A}, 10 \mu\text{A}$) gemessen und mit Hilfe der im Anhang angegebenen Beziehungen die Kenngrößen Sättigungsstrom I_s , Idealitätsfaktor n und Gleichstromserienwiderstand R_{DC} bestimmt.

Anhand dieser Werte kann dann entschieden werden, ob eine ordnungsgemäße Schottky-Diode vorliegt. Im Fall ungünstiger Werte, z.B. zu großer Serienwiderstand, müssen zwei Ursachen in Betracht gezogen werden:

- fehlerhafte Diode

- großer Übergangswiderstand zwischen Whisker und Anode

Welche der beiden Möglichkeiten vorliegt, kann im Einzelfall nicht entschieden werden.

Liegen die Kenngrößen dagegen bei Werten, die weniger als 10% von den Herstellerangaben abweichen, so wird nach Fixieren des Whiskerhalters und Entfernen des Blocks aus dem Mikromanipulator durch erneutes Messen sichergestellt, daß sich der Kontakt in der Zwischenzeit nicht verändert hat.

3. Berechnung von Submillimeterwellen-Mischern

3.1 Überblick

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird ein Mischer-Analyse-Programm beschrieben. Dieses Programm wurde für die Untersuchung von Mikrowellenmischern mit bekannten Umgebungsnetzwerken entwickelt und in der Literatur vorgestellt. Es wird an die speziellen hier vorliegenden Bedürfnisse angepasst. Die Implementierung des in FORTRAN erstellten Programms erfolgte an der Rechenanlage vom Typ CYBER 845 des Regionalen Rechenzentrums Erlangen.

Zur theoretischen Analyse von Dioden-Mischern ist die Kenntnis des Umgebungsnetzwerkes der Diode eine unabdingbare Voraussetzung. Da es keine Möglichkeit gibt, direkt im Submm-Wellen-Bereich Impedanzen zu messen, wurden diese Messungen an vergrößerten Modellen in einem wesentlich niedrigeren Frequenzbereich durchgeführt. Unter welchen Voraussetzungen solche Modell-Messungen zulässig sind und was dabei besonders zu beachten ist, wird im zweiten Abschnitt erläutert.

3.2 Ein Programm zur Analyse von Dioden-Mischern

Das verwendete Programm wurde von P.H. Siegel und A.R. Kerr entwickelt /15/. Es erlaubt die Analyse von Mischerschaltungen, die mit einer Diode aufgebaut sind, deren Strom-Spannungscharakteristik sowie die Abhängigkeit der Sperrschichtkapazität von der Spannung bekannt sind. Weiterhin muß dem Programm das Umgebungsnetzwerk der Diode, d.h. die Impedanzen, die die Diode bei allen Harmonischen der Lokaloszillatorfrequenz sowie bei allen Seitenfrequenzen zwischen ihren beiden Klemmen sieht, eingegeben werden.

Die Analyse gliedert sich in drei Schritte:

- In einer Großsignalanalyse werden die zeitlichen Verläufe des nichtlinearen Diodenleitwerts und der Diodenkapazität bei Anregung durch die Lokaloszillatorspannung bestimmt.

Aus den bekannten Zeitverläufen gewinnt man mittels Fourieranalyse die Fourierkoeffizienten der beiden Größen und daraus die Konversionsmatrix.

- Mit der im ersten Punkt ermittelten Konversionsmatrix werden dann in einer linearen Kleinsignalanalyse die Ein- und Ausgangsimpedanzen sowie der Konversionsverlust berechnet.

- Im letzten Schritt werden die Rauschanteile, hervorgerufen durch Schrotrauschen und thermisches Rauschen, bestimmt.

Ausgangspunkt für die gesamte Analyse ist ein Ersatzschaltbild des Mischers gemäß Bild 3-1.

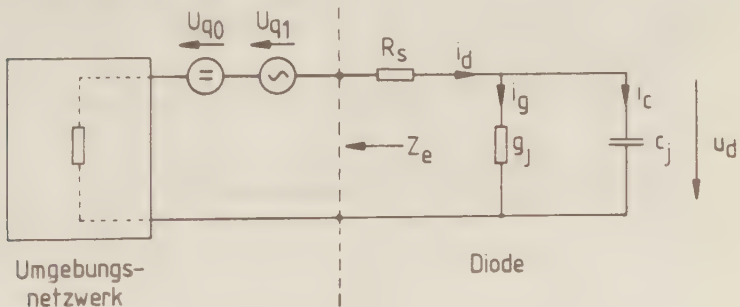


Bild 3-1: Ersatzschaltbild eines Dioden-Mischers

Der Strom i_E wird durch die Gl. (2.1), der differentielle Leitwert g_j durch Gl. (2.9) beschrieben.

Ferner gilt:

$$i_c = c_j \cdot \frac{du_d}{dt} \quad (3.1)$$

mit c_j aus Gl. (2.2) und u_d = Diodenspannung.

Entsprechend den Ausführungen im letzten Kapitel enthält der Serienwiderstand neben dem Gleichstromwert einen frequenzabhängigen Anteil.

$$R_s = R_{DC} + R_{Skin} \quad (3.2)$$

Für die Großsignalanalyse sind zwei unabhängige Quellen (Index q) zu berücksichtigen; die Lokaloszillatorspannung

U_{q1} (Pumpe, Index p) bei der Frequenz ω_p und eine eventuelle Gleich-Vorspannung U_{q0} .

Es werden nur Vielfache der Lokaloszillatorfrequenz ω_p betrachtet, alle Kleinsignalgrößen seien zunächst Null.

Das Umgebungsnetzwerk setzt sich aus den Impedanzen $Z_e(n\omega_p)$ bei den Vielfachen der LO-Frequenz zusammen.

Das nichtlineare Verhalten der Diode gegenüber der Lokaloszillatorspannung stellt das größte Problem bei der Analyse einer Mischerschaltung dar. Das im vorliegenden Programm verwendete Verfahren /16/ modifiziert die Schaltung nach Bild 3-1 durch Einfügen einer hypothetischen Leitung¹⁾ der Länge $m\lambda_p$, wobei λ_p der Wellenlänge auf der Leitung bei der LO-Frequenz ω_p entspricht.

Bild 3-2 zeigt die modifizierte Schaltung.

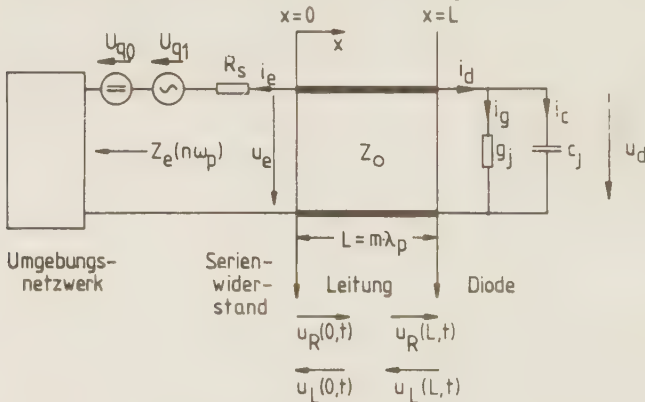


Bild 3-2: Modifiziertes Ersatzschaltbild eines Dioden-Mischers.

Im eingeschwungenen Zustand sind die Ströme und Spannungen speziell i_d und u_d in der Schaltung von Bild 3-2 (mit Leitung) die gleichen, wie in der ursprünglichen Schaltung nach Bild 3-1. Da nur Harmonische der LO-Frequenz ω_p existieren, beträgt die Leitungslänge für alle auftretenden Frequenzen ein Vielfaches der Wellenlänge, d.h. alle Abschlußimpedanzen werden durch die Leitung wieder in sich selbst transformiert.

1)

Nur ein Wellentyp für alle $n\omega_p$ und keine Dispersion.

Die Leitung stellt also nur eine gedankliche Hilfe zum Verständnis des Analyseverfahrens dar und ist ohne Einfluß auf das Verhalten der Schaltung im eingeschwungenen Zustand. In der Schaltung nach Bild 3-2 sei die Verbindung zwischen Diode und Leitung zunächst unterbrochen. Schaltet man die Diode zu, so finden abwechselnd Reflexionen an beiden Enden der Leitung statt, bis ein eingeschwungener Zustand erreicht ist. Im eingeschwungenen Zustand laufen Wellen mit Frequenzen bei den Harmonischen der LO-Frequenz in beiden Richtungen hin und her.

Im hier verwendeten Verfahren wählt man gedanklich die Leitungslänge so groß, daß im Zeitraum zwischen zwei Reflexionen an den Schnittstellen Leitung-Umgebungsnetzwerk bzw. Leitung-Diode lokale Einschwingvorgänge stattfinden können. Bezeichnet man mit t_L die Laufzeit auf der Leitung und mit t_{e1} bzw. t_{e2} die lokalen Einschwingzeiten an den Schnittstellen Diode-Leitung bzw. Umgebungsnetzwerk-Leitung, so muß also gelten:

$$\begin{aligned} t_L &>> t_{e1}, \\ t_L &>> t_{e2}. \end{aligned}$$

Unter dieser Voraussetzung kann man an den Schnittstellen mit den Verfahren der Netzwerkanalyse, wie sie für den stationären Zustand gelten, rechnen.

Bezeichnet man mit $u_R(x,t)$ die auf der Leitung von Bild 3-2 von links nach rechts (Index R = nach rechts) laufende Welle, und mit $u_L(x,t)$ die von rechts nach links (Index L = nach links) laufende Welle, so gilt:

$$u_R(L,t) + u_L(L,t) = u_d(t), \quad (3.3)$$

$$u_R(L,t) - u_L(L,t) = Z_0 i_d(t),$$

bzw.

$$u_e(t) = u_L(0,t) + u_R(0,t), \quad (3.4)$$

$$Z_0 i_e(t) = u_L(0,t) - u_R(0,t).$$

u_e bzw. i_e sind dabei Strom und Spannung am Umgebungsnetz-

werk. Mit ihnen sind über die Fouriertransformation die Zeiger U_{en} und I_{en} bei der n -ten Harmonischen der LO-Frequenz verknüpft. Diese wiederum hängen über die Umgebungsimpedanzen $Z_e(n\omega_p)$ zusammen:

$$Z_e(n\omega_p) = \frac{U_{en}}{I_{en}}. \quad (3.5)$$

Die Lösung beginnt bei $t = 0$ mit dem Zuschalten der Diode. Für die nach rechts laufende Welle $u_R(L, t)$ gilt bei $x = L$:

$$u_R(L, t) = U_0 + U_1 e^{j\omega_p t} \quad (3.6)$$

mit

$$U_0 = \frac{Z_0}{Z_0 + Z_e(\omega = 0) + R_S(\omega = 0)}, \quad (3.7)$$

$$U_1 = \frac{Z_0}{Z_0 + Z_e(\omega_p) + R_S(\omega_p)}.$$

Mit $u_R(L, t)$ als Anregung können nach Ablauf der lokalen Einschwingzeit t_{e1} die stationären Werte von u_d und i_d aus den bekannten Strom-Spannungs- bzw. Kapazität-Spannungs-Beziehungen berechnet werden.

Im Zeitintervall $t_{e1} < t < 2t_L$ gilt also:

$$u_L(L, t) = u_d(t) - Z_0 i_d(t), \quad (3.8)$$

bzw. am linken Ende der Leitung:

$$u_L(0, t) = u_L(L, t - t_L). \quad (3.9)$$

Da nur Harmonische der LO-Frequenz ω_p auftreten, für die die Leitungslänge ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt, gilt auch:

$$u_L(0, t) = u_L(L, t). \quad (3.10)$$

Während des Zeitintervalls $t_L < t < 3t_L$ gilt also:

$$u_L(0,t) = u_d(t) - i_d(t) Z_0, \quad (3.11)$$

bzw. nach Fouriertransformation:

$$U_L(0,t) = \sum_{n=0}^{\infty} U_{Ln} e^{jn\omega_p t}. \quad (3.12)$$

Am Umgebungsnetzwerk stellt sich nach der lokalen Einschwingzeit t_{e2} ein lokaler, stationärer Zustand ein, so daß während der Zeit

$$t_L + t_{e2} < t < 3 t_L$$

eine neue nach rechts laufende Welle $u_R(0,t)$ existiert, die aus den Reflexionsfaktoren r_n des Umgebungsnetzwerkes berechnet werden kann:

$$r_n = \frac{Z_e(n\omega_p) + R_s(n\omega_p) - Z_0}{Z_e(n\omega_p) + R_s(n\omega_p) + Z_0}. \quad (3.13)$$

Für $u_R(0,t)$ gilt damit:

$$u_R(0,t) = U_0 + U_1 e^{j\omega_p t} + \sum_{n=0}^{\infty} r_n U_{Ln} e^{jn\omega_p t}. \quad (3.14)$$

Nach der Laufzeit t_L gilt:

$$u_R(L,t) = u_R(0,t), \quad (3.15)$$

d.h. für die Zeit

$$2 t_L + t_{e2} < t < 4 t_L$$

wirkt die Spannung $u_R(L,t)$ als Anregung auf die Diode. Damit können nun wiederum i_d und u_d berechnet werden.

Aus den beiden Größen erhält man eine nach links laufende Welle, ein neuer Iterationszyklus beginnt.

Das Verfahren wird solange wiederholt, bis die Ströme und Spannungen an beiden Enden der Leitung bis auf eine vorzuziehende Abweichung identisch sind.

Nach Beendigung der Iteration sind neben der Diodenspannung und dem Diodenstrom auch die zeitlichen Verläufe des Diodenleitwerts $g_j(t)$ und der Sperrschichtkapazität $c_j(t)$ bekannt. Mittels Fouriertransformation lassen sich daraus die Fourierkoeffizienten G_n und C_n bestimmen. Sie bilden die Elemente der Konversionsmatrix, die Grundlage der Kleinsignalanalyse ist.

In einem Mischer mit der Pumpfrequenz ω_p und der Zwischenfrequenz ω_0 können nur folgende Seitenfrequenzen ω_k in die ZF-Ebene umgesetzt werden:

$$\omega_k = k \omega_p + \omega_0 \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (3.16)$$

Bei dieser Betrachtung wird vorausgesetzt, daß die Amplituden der Seitenfrequenzsignale klein gegenüber der Amplitude des LO-Signals sind. Um eine eindeutige Definition der einzelnen Seitenfrequenzen zu erreichen, hat sich folgende Bezeichnungsweise durchgesetzt:

$$\omega_n = \omega_0 + n \omega_p \quad n = 0, +1, +2, +3, \dots \quad (3.17)$$

Der Frequenzplan in Bild 3-3 zeigt, daß für $n < 0$ die auftretenden Frequenzen rein formal negativ sind. Betrachtet man den Zusammenhang zwischen der Zeitfunktion und den Zeigergrößen entsprechend

$$u(t) = \frac{1}{2} (U \exp(j\omega t) + U^* \exp(-j\omega t)), \quad (3.18)$$

so müssen im Fall einer negativen Frequenz die konjugiert komplexen Zeiger, speziell aber auch die konjugiert komplexen Impedanzen angesetzt werden.

Die Elemente sind gegeben durch:

$$Y_{m,n} = G_v + j(\omega_0 + m\omega_p) C_v, \quad (3.22)$$

$$v = m - n.$$

Dabei sind G_v und C_v die Fourierkoeffizienten von $g(t)$ bzw. $c(t)$.

Die Matrix Y kann als Admittanzmatrix eines multifrequenten Vieltors, in dem jeder Seitenfrequenz ein Tor zugeordnet ist, betrachtet werden.

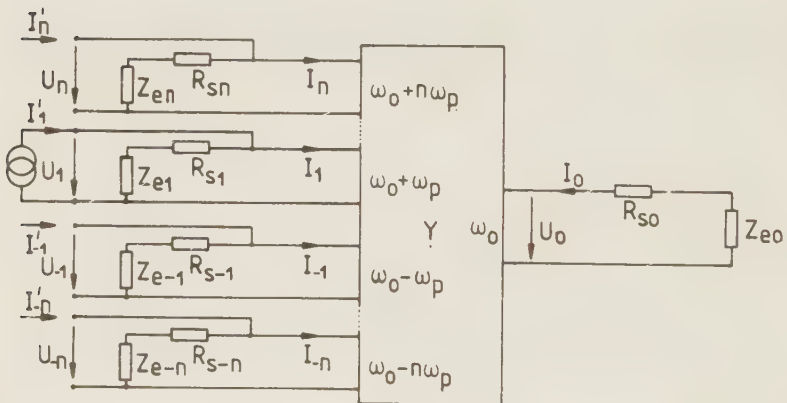


Bild 3-4: Ersatzschaltung für die Kleinsignalanalyse

In der resultierenden Ersatzschaltung von Bild 3-4 sind neben der gepumpten Diode, repräsentiert durch die Matrix Y , auch die Umgebungsimpedanzen Z_{en} bei den einzelnen Seitenfrequenzen sowie eine Signalquelle für die obere Seitenfrequenz $\omega_{+1} = \omega_0 + \omega_p$ berücksichtigt. Diese Seitenfrequenz steht dabei stellvertretend für alle anderen; die Signalzuführung kann selbstverständlich bei jeder beliebigen Seitenfrequenz erfolgen.

Schaltet man das Umgebungnetzwerk $\dot{Y}_u$ mit

$$\dot{Y}_u = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ (Z_{em} + R_{sm})^{-1} & m = n \end{cases}$$

parallel, so erhält man die sog. erweiterte Konversionsmatrix $\dot{Y}^I$

$$\dot{Y}^I = \dot{Y} + \dot{Y}_u, \quad (3.23)$$

die gemäß Bild 3-4 den Zusammenhang zwischen den Strömen $\dot{I}^I$ und den Spannungen $\dot{U}$ beschreibt:

$$\dot{I}^I = \dot{Y}^I \dot{U}. \quad (3.24)$$

Die erweiterte Konversionsmatrix erlaubt unter Verwendung der linearen Netzwerktheorie die Berechnung der interessierenden Ein- und Ausgangsimpedanzen sowie des Konversionsverlusts zwischen allen Seitenfrequenzen.

Der Konversionsverlust ist wie folgt definiert:

$$L_{ij} = 10 \lg \left(\frac{P_{vj}}{P_{Li}} \right) \text{ dB}. \quad (3.25)$$

P_{Li} = an die Last bei der i-ten Seitenfrequenz abgegebene Leistung.

P_{vj} = verfügbare Leistung der Quelle bei der j-ten Seitenfrequenz.

Die Berechnung der Rauschtemperatur bildet den letzten Teil der Mischeranalyse.

Schrotrauschen und thermisches Rauschen des Serienwiderstandes sind die Hauptursachen für das Rauschen von Dioden-Mischern. Die durch das Schrotrauschen bei den einzelnen

Seitenfrequenzen hervorgerufenen Anteile sind dabei wegen der Modulation des Diodenstroms durch die LO-Spannung teilweise korreliert und addieren sich deshalb nach der Umsetzung in die Zwischenfrequenz vektorieil. Im Programm wird dieses Verhalten durch eine Korrelationsmatrix, in die als wesentliche Elemente die Fourierkoeffizienten des Diodenstroms eingehen, berücksichtigt.

Die Anteile aufgrund des thermischen Rauschens sind wegen der zeitlichen Konstanz des Serienwiderstands nicht miteinander korreliert und addieren sich deshalb quadratisch.

Beide Anteile zusammen ergeben die Mischerrauschtemperatur T_M , die hier als effektive Einseitenband-Rauschtemperatur zu verstehen ist, d.h. das gesamte Rauschen des Mischers wird einer fiktiven Rauschquelle am Signaleingang zugeordnet.

An dieser Stelle stellt sich nun die Frage, ob das eben vorgestellte Programm auch zur Analyse von Submm-Wellenmischern, d.h. von Schaltungen, in denen die auftretenden Wellenlängen nur einige hundert Mikrometer betragen, verwendet werden darf.

Voraussetzung für die Anwendung des Programms ist, daß die Ersatzschaltung nach Bild 3-1 gültig ist, d.h., daß die Diode als konzentriertes Element darstellbar ist. Der Durchmesser als größte Abmessung des eigentlichen Metall-Halbleiterübergangs liegt im Bereich von etwa $2\text{ }\mu\text{m}$. Im Vergleich zu einer Wellenlänge von etwa $500\text{ }\mu\text{m}$ bedeutet dies einen Faktor von 250. Selbst bei den höheren Harmonischen ist dieses Verhältnis noch so groß, daß man die Diode als konzentriertes Element betrachten darf.

Die Umgebung, d.h. die äußere "Beschtaltung" der Diode kann sicherlich nicht mehr mit den Methoden der konzentrierten Netzwerke berechnet werden. Für die Mischeranalyse spielt das aber keine Rolle, da nur die Umgebungsimpedanz, d.h. die Impedanz, die man bei den interessierenden Frequenzen zwischen den Klemmen des konzentrierten Elements Diode mißt, maßgeblich ist.

3.3 Theoretische Betrachtungen zur elektrischen Simulation von Submillimeterwellen-Anordnungen

Wie im letzten Abschnitt dargelegt, ist für die theoretische Berechnung von Mischerschaltungen die Kenntnis des Umgebungsnetzwerkes der Diode unumgänglich. Da es z.Zt. keine Möglichkeit gibt, im Submm-Wellen-Bereich Impedanzen direkt zu messen, werden diese Schaltungen in einem Frequenzbereich simuliert, der meßtechnisch besser erschlossen und einfacher zu handhaben ist.

Im Bereich von etwa 1 - 18 GHz stehen Netzwerkanalysatoren zur Verfügung, die mit ausreichender Genauigkeit die Messung von Größen wie Dämpfung oder Reflexionsfaktor in Koaxialleitungstechnik erlauben. Entsprechend der später noch kurz umrissenen Theorie der elektrischen Simulation bedeutet die Reduktion der Frequenz um den Faktor p eine Vergrößerung der geometrischen Abmessungen um den gleichen Faktor. Da es im Submm-Wellen-Bereich wegen der extrem kleinen Abmessungen schwierig ist, geometrische Größen exakt und definiert einzustellen, bietet sich z.B. zur Messung von Antennen oder Leitungen ebenfalls die Simulation in einem tieferen Frequenzbereich an.

Die Zusammenhänge zwischen den einzelnen physikalischen Größen in einem System und den entsprechenden Größen im anderen System lassen sich für lineare und zeitunabhängige Medien aus den Maxwellschen Gleichungen ableiten.

Dabei hat man zwischen einem geometrischen und einem absoluten Modell zu unterscheiden. In einem geometrischen Modell wird zwar die geometrische Konfiguration der Feldlinien des Originals simuliert, nicht aber irgendwelche Pegel von Feldstärken oder Leistungen. Werden auch diese simuliert, so spricht man von einem absoluten Modell.

Dämpfungs- bzw. Reflexionsfaktormeßplätze sind meist so ausgelegt, daß sie nicht absolute Leistungen, sondern nur das Verhältnis zweier Leistungen messen. Aus diesem Grund sollen im weiteren nur geometrische Modelle betrachtet werden. Sie liefern direkt nur solche Größen, die von der Leistung unabhängig sind, wie z.B. Impedanzen, Reflexionsfaktoren, relative Antennendiagramme.

Der folgenden Tabelle sind die Zusammenhänge zwischen den wichtigsten Größen für ein geometrisches Modell zu entnehmen. Dabei wird davon ausgegangen, daß die geometrischen Abmessungen des Modells um den Faktor p größer sind als die des Originals.

Größe	Original-System	Modell-System
Länge	l	$l' = p \cdot l$
Leitfähigkeit	σ	$\sigma' = \sigma/p$
Dielektrizitätszahl	ϵ	$\epsilon' = \epsilon$
Permeabilitätszahl	μ	$\mu' = \mu$
Frequenz	f	$f' = f/p$
Wellenlänge	λ	$\lambda' = p \cdot \lambda$
Phasengeschwindigkeit	v_{Ph}	$v_{Ph}' = v_{Ph}$
Ausbreitungsmaß	k	$k' = k/p$
Impedanz	Z	$Z' = Z$
Antennengewinn	G	$G' = G$

Tabelle 3-1: Zusammenhänge bei der Simulation elektrischer Systeme

Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, muß die Leitfähigkeit der im Modell verwendeten Materialien einen Faktor p kleiner sein als im Original. Diese Tatsache kann zu gewissen Schwierigkeiten führen, da es für hohe Faktoren p keine Materialien gibt, die gutleitende Metalle wie Gold, Silber oder Messing simulieren.

Eine zweite Tatsache ist bemerkenswert. Entsprechend der Beziehung $k = \alpha + j\beta$ bzw. $k' = \alpha/p + j\beta/p$ ist insbesondere die Dämpfung im Modell-System um den Faktor p kleiner als im Original-System.

4. Untersuchungen an quasioptischen Empfängern.

4.1 Überblick

In diesem Kapitel sollen die an einem quasioptischen Empfänger durchgeführten Untersuchungen beschrieben werden. Nach einer kurzen Darstellung des mechanischen Aufbaus des Empfängers werden die Eigenschaften der Whiskerantenne, die neben der Diode wichtigster Bestandteil ist, näher untersucht. Das Wellenleiterverhalten des Whiskerdrahtes, der Einfluß von Leitungsknicke n bzw. -schlaufen sowie die Verbesserung des Antennengewinns durch einen Winkelreflektor bilden dabei die Schwerpunkte. Die effektive Einkopplung der Drahtwelle in die Diode stellt ein bisher in der Literatur kaum beachtetes Problem dar.

Es wird im weiteren der meßtechnische Nachweis erbracht, daß die Verwendung einer neuartigen Konus-Winkelreflektor-Antenne den Wirkungsgrad der Einkopplung verbessert. Die meßtechnische Ermittlung des Umgebungsnetzwerkes der Diode ermöglicht die theoretische Berechnung der Eigenschaften von quasioptischen Mischern. Damit ist man in der Lage, den Einfluß einzelner Parameter gezielt zu untersuchen. Experimentelle Ergebnisse von aufgebauten quasioptischen Empfängern beschließen dieses Kapitel.

4.2 Aufbau eines quasioptischen Empfängers

Der mechanische Aufbau der untersuchten Empfängerstruktur ist in Bild 4-1 dargestellt. Das gesamte Empfangssystem stellt eine Art Doppelkonusantenne mit 90° -Winkelreflektor dar. Der Diodenchip sitzt am Fuße eines konusförmigen Trichters, der einen 90° -Ausschnitt aus einem Vollkegel darstellt. Der Konuswinkel, d.h. der Öffnungswinkel des Kegels beträgt 40° . Bild 4-2 zeigt zur Verdeutlichung den Messingblock vor der Montage von Diode und Whisker in einer anderen Ansicht. Der Whisker aus Au-Ni-Draht mit einem Durchmesser von $25\text{ }\mu\text{m}$ ist an einem Ende an den Whiskerhalter gelötet,

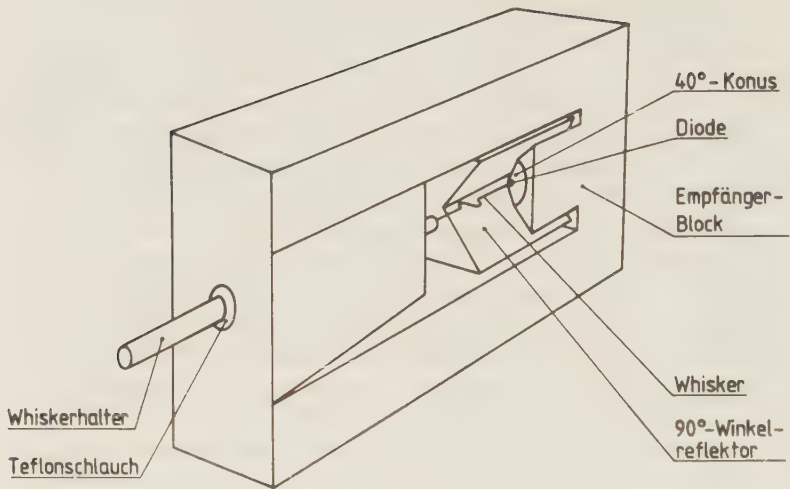


Bild 4-1: Aufbau eines quasioptischen Empfängers

der zusammen mit einem Teflonschlauch ein Koaxialsystem bildet und die Verbindung zum NF- bzw. ZF-Teil herstellt. Über dieses Koax-System erfolgt die Vorspannungseinstellung der Diode, ferner kann je nach Anwendungsfall die Richtspannung bzw. das ZF-Signal abgenommen werden. Der Whisker ist entsprechend Bild 4-3 mit 2 Schlaufen versehen, die zum einen die Federkraft erzeugen sollen, die für einen einwandfreien elektrischen Kontakt zwischen Diodenoberfläche und Whiskerspitze nötig ist, und zum anderen die elektrische Länge der Whiskerantenne festlegen. Die Schlaufen bewirken nämlich, daß näherungsweise nur das Drahtstück zwischen Diode und erstem Knick als Antenne wirkt. Die Länge dieses Teils beträgt etwa 2 mm, das entspricht 4 Wellenlängen bei einer Frequenz von 600 GHz. Der Whisker wird nach dem Kontaktieren der Diode mittels einer Schraube, die gegen die Teflon-Isolierung drückt, fixiert. Da der Whiskerhalter während des Kontaktiervorgangs am freien Ende überstehen muß, wird die

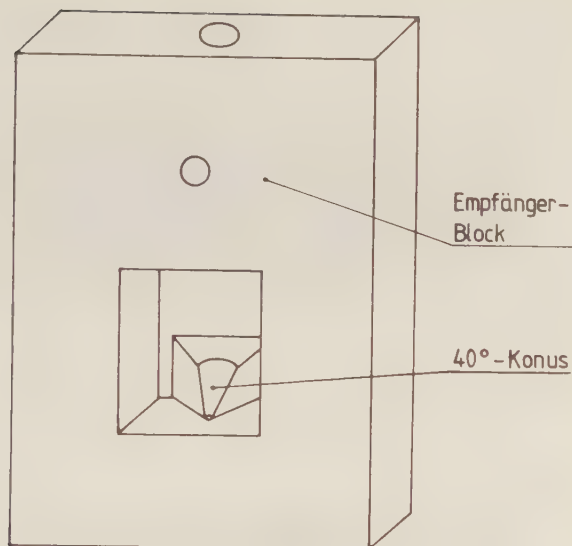


Bild 4-2: Empfängerblock ohne Diode und Whisker

Verbindung zu einem 3,5 mm SMA-Koax-System erst nachträglich durch eine entsprechende Buchse zusammen mit einem Buchsenhalter hergestellt. Der 90° -Winkelreflektor ist auf einem Verschiebeschlitten montiert, der es erlaubt, zusammen mit einer Mikrometerschraube den Abstand zwischen Whisker und Reflektor exakt einzustellen. Die Flächen von Reflektor und Konus wurden poliert und anschließend vergoldet. Bild 4-4 zeigt den in einer Justiereinheit befestigten kompletten Empfängerblock.

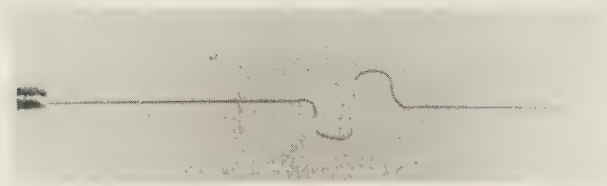


Bild 4-3: Whisker mit Schlaufen



Bild 4-4: Empfänger montiert in einer Justiereinheit

4.3 Eigenschaften der Whiskerantenne

4.3.1 Der Whiskerdraht als Wellenleiter

Die Empfangseigenschaften der Whiskerantenne mit Abmessungen in der Größenordnung von einigen Wellenlängen lassen sich sehr gut durch die Theorie der Langdrahtantenne beschreiben/18/. Grundlage dieser Theorie sind auf der Antenne hin- und zurücklaufende Wellen, sog. Wanderwellen. Es ist deshalb naheliegend, zunächst einmal die Wellenleitereigenschaften des Whiskerdrahtes zu untersuchen.

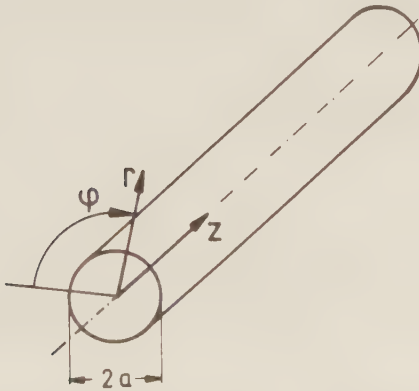


Bild 4-5: Koordinatensystem zur Ableitung der charakteristischen Gleichung

Sommerfeld (/19/,/20/) und Hondros /21/ haben bereits um die Jahrhundertwende die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen entlang metallischer Drähte theoretisch beschrieben. Während Sommerfeld die sog. Hauptwelle, die nach ihm auch mit Sommerfeldwelle bezeichnet wird, untersuchte, hat sich Hondros mit den übrigen, theoretisch möglichen, sog. Nebenwellen befaßt und gezeigt, daß sämtliche Nebenwellen eine derart hohe Dämpfung aufweisen, daß es praktisch unmöglich ist, sie meßtechnisch zu beobachten. Das Dämpfungsmaß liegt nämlich in der Größenordnung der reziproken Skintiefe.

Im folgenden sollen nur die wesentlichen Schritte zur Bestimmung der charakteristischen Gleichung für E/M-Wellen auf einer Anordnung nach Bild 4-5 angegeben werden.

Der in z-Richtung unendlich ausgedehnte, gerade, metallische Draht mit dem Radius a und der Leitfähigkeit σ sei in ein isotropes, homogenes und unendlich ausgedehntes Medium eingebettet. Ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen erhält man bei Beschränkung auf eine harmonische Zeitabhängigkeit entsprechend $e^{j\omega t}$ für die z-Komponente des Hertz'schen Vektors Π_z folgende Differentialgleichung /22/:

$$\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Pi_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Pi_z}{\partial \varphi} \right) + k^2 \Pi_z = 0 \quad (4.1)$$

mit

$$k^2 = -j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon) \quad (4.2)$$

und μ = Permeabilität, ϵ = Dielektrizitätskonstante, σ = Leitfähigkeit des betreffenden Mediums.

Betrachtet man nur die Ausbreitung längs des Drahtes entsprechend $e^{\pm yz}$, so läßt sich die Lösung in folgender Form darstellen:

$$\Pi_z(r, \varphi, z, t) = Z_n(\sqrt{k^2 + \gamma^2} \cdot r) e^{\pm jn\varphi} e^{\pm \gamma z} e^{j\omega t}. \quad (4.3)$$

Z_n (n ganzzahlig) ist dabei eine noch näher zu spezifizierende Zylinderfunktion.

Aus der bekannten z-Komponente des Hertz'schen Vektors lassen sich alle Komponenten der Vektoren $\vec{E}$ und $\vec{H}$ berechnen. Dabei ist eine Aufspaltung in E- und H-Typen möglich.

Bei der Wahl der Zylinderfunktion hat man die Randbedingungen für $r = 0$ und $r \rightarrow \infty$ zu beachten. Endliche Feldstärken für $r = 0$ und verschwindende Felder für $r \rightarrow \infty$ erhält man bei Verwendung von Besselfunktionen innerhalb und Hankelfunktionen außerhalb des Drahtes.

Es gilt also:

$$Z_n(sr) = \begin{cases} J_n(s_i r) & r < a \\ H_n^{(1)}(s_a r) & r > a \end{cases} \quad (4.4)$$

mit

$$s_{i,a} = \sqrt{k_{i,a}^2 + \gamma^2}. \quad (4.5)$$

(Index i: innen = Metall, Index a: außen = Vakuum)

Wir wählen aus den beiden gleichberechtigten Lösungen $H_n^{(1)}$ bzw. $H_n^{(2)}$ die Hankelfunktion erster Art $H_n^{(1)}$ und verlangen zur Einhaltung der Grenzbedingung für $r \rightarrow \infty$ einen positiven Imaginärteil von s_a .

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen auf der Drahtoberfläche bei $r = a$ erhält man folgende charakteristische Gleichung:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\mu_i J_n'(s_i a)}{s_i J_n(s_i a)} - \frac{\mu_o H_n^{(1)'}(s_a a)}{s_a H_n^{(1)}(s_a a)} \right) \cdot \left(\frac{k_i^2 J_n'(s_i a)}{\mu_i s_i J_n(s_i a)} - \frac{k_a^2 H_n^{(1)'}(s_a a)}{\mu_a s_a H_n^{(1)}(s_a a)} \right) = \\ & = -n^2 \frac{\gamma^2}{a^2} \left(\frac{1}{s_a^2} - \frac{1}{s_i^2} \right). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Der erste der beiden Faktoren der linken Seite rührt dabei von den H-Typen, der zweite von den E-Typen her.

Für $n = 0$ (rotationssymmetrisches Feld) erhält man 2 getrennte Gleichungen, d.h. E- und H-Typen sind getrennt existenzfähig. Für $n > 0$ sind dagegen beide Typen miteinander verkoppelt; es treten stets alle 6 Komponenten von $\vec{E}$ und $\vec{H}$ auf.

Beschränken wir uns wegen der bereits erwähnten Dämpfungseigenheiten aller Typen mit $n > 0$ sowie des nicht existenzfähigen

gen H-Typs mit $n = 0$ /21/ auf die sog. Sommerfeldwelle vom E-Typus mit $n = 0$, so erhalten wir folgende Gleichung:

$$\frac{k_i^2}{\mu_i s_i} \frac{J'_0(s_i a)}{J_0(s_i a)} = \frac{k_a^2}{\mu_a s_a} \frac{H_0^{(1)'}(s_a a)}{H_0^{(1)}(s_a a)}, \quad (4.7)$$

bzw. unter Berücksichtigung der Zusammenhänge

$$\begin{aligned} J'_0(s_i a) &= -J_1(s_i a), \\ H_0^{(1)'}(s_a a) &= -H_1^{(1)}(s_a a) \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\frac{k_i^2}{\mu_i s_i} \frac{J_1(s_i a)}{J_0(s_i a)} = \frac{k_a^2}{\mu_a s_a} \frac{H_1^{(1)}(s_a a)}{H_0^{(1)}(s_a a)}. \quad (4.7a)$$

Diese transzendente Gleichung ist vor allem wegen der auftretenden komplexen Argumente der Bessel- und Hankelfunktionen auch numerisch nur sehr schwierig zu lösen. Im folgenden soll deshalb eine Näherungslösung abgeleitet werden.

Wir betrachten zunächst das Argument der Besselfunktionen.

Es gilt:

$$s_i = \sqrt{k_i^2 + \gamma^2}$$

mit $k_i^2 = -j\omega\mu_i(\sigma_i + j\omega\varepsilon_i).$

Beispielsweise gilt für eine Leitfähigkeit des Whiskermaterials von $\sigma_i = 3 \cdot 10^4$ S/cm, eine Frequenz von $f = 600$ GHz und $\epsilon_i \approx \epsilon_0$

$$\sigma_i \gg \omega \epsilon_i,$$

und man erhält:

$$\begin{aligned} k_i^2 &\approx -j\omega\mu_i\sigma_i, \\ \text{bzw.} \quad k_i &\approx \sqrt{\omega\mu_i\sigma_i} e^{-j\frac{\pi}{4}}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Beachtet man, daß $|k_i|$ der reziproken Skintiefe entspricht und nimmt man an, daß der Betrag des Ausbreitungsmaßes γ in der Größenordnung des Freiraumausbreitungsmaßes $\gamma_0 = 2\pi/\lambda_0$ liegt, so stellt $s_i a$ eine komplexe Zahl mit großem Betrag und negativem Realteil dar.

$$s_i a \approx k_i a. \quad (4.10)$$

Die Besselfunktionen können dann durch ihre Näherungen für große Argumente ersetzt werden und es gilt:

$$\frac{J_0(s_i a)}{J_1(s_i a)} \approx j. \quad (4.11)$$

Physikalisch bedeutet diese Näherung, daß der Drahradius groß gegenüber der Skintiefe ist.

Die rechte Seite der Gl. (4.7a) läßt sich ebenfalls vereinfachen, wenn, wie im vorliegenden Fall, die Freiraumwellenlänge bzw. die Leitungswellenlänge sehr viel größer sind als der Drahradius. Es gilt nämlich:

$$s_a a = \sqrt{k_a^2 + \gamma^2} \cdot a = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 + \left(\alpha + j\frac{2\pi}{\lambda_L}\right)^2} \cdot a. \quad (4.12)$$

Für betragsmäßig kleine Argumente lassen sich die Hankelfunktionen durch folgende Näherungen ersetzen:

$$\begin{aligned} H_0^{(1)}(z) &\approx \frac{2j}{\pi} \ln\left(\frac{\tilde{\gamma} z}{2j}\right), \\ H_1^{(1)}(z) &\approx -\frac{2j}{\pi z} \end{aligned} \quad (4.13)$$

mit $\tilde{\gamma} = 1,781$,

$$\text{bzw.} \quad \frac{H_0^{(1)}(s_a a)}{H_1^{(1)}(s_a a)} \approx -s_a a \ln\left(\frac{\tilde{\gamma} s_a a}{2j}\right). \quad (4.14)$$

Die charakteristische Gleichung (4.7a) kann man damit vereinfacht wie folgt schreiben:

$$-\frac{\mu_a s_a}{k_a^2} s_a a \ln\left(\frac{\tilde{\gamma} s_a a}{2j}\right) = j \frac{\mu_i s_i}{k_i^2}. \quad (4.15)$$

Mit $\mu_a = \mu_0 \approx \mu_i$ und $s_i \approx k_i$ (siehe Glchg. (4.10))

ergibt sich:

$$\frac{s_a^2}{k_a^2} a \ln\left(\frac{\tilde{\gamma} s_a a}{2j}\right) = -j \frac{1}{k_i}, \quad (4.16)$$

und mit den Abkürzungen

$$U = \left(\frac{\tilde{\gamma} s_a a}{2j}\right)^2 = -\frac{\tilde{\gamma}^2}{4} (s_a a)^2, \quad (4.17)$$

$$V = j \frac{\gamma^2}{2} \frac{k_a^2}{k_i} a \quad (4.18)$$

schließlich:

$$U \ln U = V.$$

Zur Lösung dieser Gleichung hat Sommerfeld /20/ ein kettenbruch-ähnliches Verfahren vorgeschlagen. Es beruht darauf, daß $\ln U$ langsam veränderlich gegenüber U ist. Mit dem willkürlichen Anfangswert $U_0 = V$ erhält man die erste Näherung:

$$U_1 = \frac{V}{\ln U_0} = \frac{V}{\ln V},$$

und weiter:

$$U_2 = \frac{V}{\ln U_1},$$

$$U_3 = \frac{V}{\ln U_2},$$

usw.

Mit den gegebenen Werten $\sigma_1 = 3 \cdot 10^4$ S/cm, $a = 12,5$ μ m und $f = 600$ GHz erhält man folgende Lösung:

$$s_a a = (9,55 + j 4,482) 10^{-3}, \quad (4.20)$$

und für das Ausbreitungsmaß γ :

$$\gamma = \alpha + j\beta = (0,219 + j 125,8) \text{ cm}^{-1} \quad (4.21)$$

Die Dämpfung aufgrund von ohmschen Verlusten im Metalldraht beträgt also bei der symmetrischen E-Hauptwelle (Sommerfeldwelle) nur 0,0219 Np/mm bzw. 0,19 dB/mm und kann bei einer Gesamtlänge der Antenne von 2 mm gegenüber den Abstrahlungsverlusten, wie wir später noch sehen werden, vernachlässigt werden.

Die Phasengeschwindigkeit $v_{Ph} = \omega/\beta = 2,9967 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$ weicht nur geringfügig von der Lichtgeschwindigkeit c_0 ab.

Nach Berechnung der Ausbreitungskonstanten kann auch die Ausdehnung der Felder in radialer Richtung abgeschätzt werden. Zunächst sollen aber die auftretenden Feldkomponenten für $r > a$ angegeben werden.

$$H_\varphi = \frac{I_0}{2\pi a} \frac{H_1^{(1)}(s_a r)}{H_1^{(1)}(s_a a)}, \quad (4.22)$$

$$E_z = \frac{s_a}{j} \frac{\lambda_0}{2\pi} Z_0 \frac{I_0}{2\pi a} \frac{H_0^{(1)}(s_a r)}{H_0^{(1)}(s_a a)}, \quad (4.23)$$

$$E_r = -j \frac{\gamma}{\omega \epsilon_0} \frac{I_0}{2\pi a} \frac{H_1^{(1)}(s_a r)}{H_1^{(1)}(s_a a)}. \quad (4.24)$$

Dabei ist I_0 der Gesamtstrom im Leiter und Z_0 der Feldwellenwiderstand des freien Raums.

Die Abhängigkeit der Felder vom Radius r wird allein durch die Hankelfunktionen beschrieben. Untersucht man die Näherungen für kleine und große Argumente, so erkennt man den prinzipiellen Verlauf der Felder.

Für kleine Argumente gilt:

$$H_1^{(1)}(x) \approx -\frac{2j}{\pi x}.$$

Mit $H_\varphi \sim E_r \sim H_1^{(1)}(s_a r)$ ergibt sich also:

$$H_\varphi \sim E_r \sim \frac{1}{s_a r}, \quad (4.25)$$

d.h. die Felder nehmen in der Nähe des Drahtes zunächst mit $1/r$ in radialer Richtung ab.

Für große Argumente x nähert man die Hankelfunktionen wie folgt:

$$H_1^{(1)}(s_a r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi s_a r}} e^{j s_a r} e^{-j \frac{3\pi}{4}}, \quad (4.26)$$

$$H_0^{(1)}(s_a r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi s_a r}} e^{j s_a r} e^{-j \frac{\pi}{4}}. \quad (4.27)$$

In großer Entfernung vom Draht nehmen die Felder infolge des positiven Imaginärteils von $s_a r$ also exponentiell ab. Wählt man zunächst willkürlich als Grenze zwischen den beiden Bereichen den Radius r_0 , für den gilt:

$$|s_a r_0| = 1, \quad (4.28)$$

bzw.

$$r_0 = \frac{1}{|s_a|},$$

so läßt sich zeigen /23/, daß innerhalb eines Schlauches mit dem Radius r_0 mehr als 90% der Leistung transportiert wird. Aus diesem Grund nennt man r_0 auch Grenzradius.

Im Fall des Whiskers mit Drahtradius von $12,5 \mu\text{m}$ beträgt der Grenzradius ungefähr $1,2 \text{ mm}$.

Mit dem Grenzradius r_0 und dem Ausbreitungsmaß γ sind damit die wesentlichen Kenngrößen der Sommerfeldwelle auf dem Whiskerdraht bestimmt.

4.3.2 Eigenschaften von Leitungsknicken und Leitungsschlaufen

Neben geraden Leitungsstücken besteht die Whiskerantenne auch aus Knicken bzw. Schlaufen. Wie frühere Messungen bereits gezeigt haben /18/, wird die elektrisch wirksame Antennenlänge durch die Schlaufen, die als reflexionsarmer Abschluß wirken, begrenzt. Diese Beobachtung wurde zumindest in den Fällen gemacht, in denen der Drahtdurchmesser klein gegenüber der Wellenlänge war.

Physikalisch ist dieser Effekt dadurch zu erklären, daß an den Inhomogenitäten der Leitung ein Teil der Leistung diffus in die Umgebung abgestrahlt wird. Was den Reflexionsfaktor von Knicken anbelangt, so existieren Parallelen zu anderen, offenen Wellenleiterstrukturen wie z.B. dielektrischen Leitungen, bei denen im Falle einer nicht zu stark im Dielektrikum geführten Welle die Reflexionen an Knicken kaum meßbar sind.

Leider sind die Einflüsse von Leitungsknicken bzw. -schlaufen theoretisch nur sehr schwierig und zum Teil nur unter Annahme von Vereinfachungen zu berechnen /39/. Um dennoch quantitative Aussagen über die Eigenschaften von Knicken bzw. Schlaufen im Whiskerdraht machen zu können, wurden Messungen an Modellen aus 2,5 mm starkem Stahldraht im Frequenzbereich um 6 bzw. 12 GHz durchgeführt /74/.

Die Ein- und Auskopplung der Drahtwellen erfolgte mit Hilfe von Semi-Rigid-Koaxialleitungen, die wiederum die Verbindung zu einem Streuparameter-Meßplatz herstellten.

Bild 4-6 a) zeigt den Meßaufbau, Bild 4-6 b) die Übergänge zwischen Koaxialleitung und Drahtwellenleiter zur Messung der Einfügungsdämpfung von Leitungsinhomogenitäten. Es wurden die Einfügungsdämpfungen a_E eines 90°-Knickes, einer 90°-Schleife mit einem Schlaufenradius von 1 cm sowie eines Whiskermodells, das den Originalwhisker nach Bild 4-3 maßstabsgetreu nachbildet, gegenüber einer geraden Leitung gemessen.

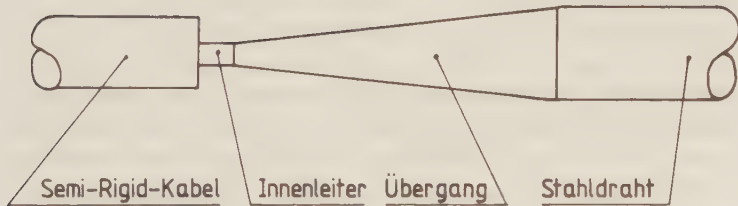
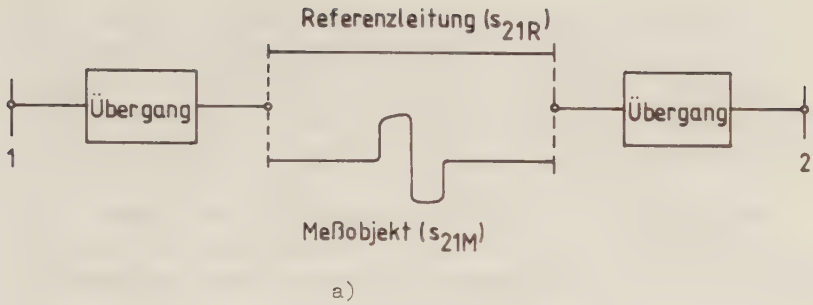


Bild 4-6: Meßaufbau a) und Übergang zwischen Koaxialleitung und Drahtwellenleiter b) zur Messung der Einfügungsdämpfung von Leitungsinhomogenitäten

Die Einfügungsdämpfung a_E ist folgendermaßen definiert:

$$a_E = 10 \lg \frac{|s_{21R}|^2}{|s_{21M}|^2} \text{ dB.}$$

(Index R = gerade Referenzleitung, Index M = Meßobjekt)

	6 GHz	12 GHz
90°-Knick	6,7 dB	9,3dB
90°-Schlaufe	6,5 dB	9,1 dB
Whiskermodell	9,4 dB	16,5 dB

Tabelle 4-1: Einfügungsdämpfung a_E verschiedener Leitungsinhomogenitäten

Die Meßwerte aus Tabelle 4-1 zeigen, daß Schleifen nur eine geringfügig kleinere Dämpfung aufweisen als Knicke. Der Dämpfungsanstieg bei 12 GHz ist vermutlich auf den kleineren Grenzradius r_0 der Sommerfeldwelle bei dieser Frequenz zurückzuführen. Er beträgt ungefähr 13 cm im Gegensatz zu 23 cm bei 6 GHz. Das Whiskermodell zeigt bei 6 GHz nur wenig mehr Dämpfung als ein einzelner Knick. Infolge der weiten Ausdehnung der Felder erfolgt eine teilweise direkte Überkopplung der Welle von einem geraden Leitungsstück zum andern. Dieser Effekt ist bei 12 GHz wegen des geringeren Grenzradius weniger stark ausgeprägt.

Betrachtet man die Verhältnisse der Grenzradien zwischen Original und Modell, so ist festzustellen, daß ein Grenzradius von 120 mm bei 12 GHz dem des Originals von 1,2 mm näher kommt, als ein Wert von 230 mm bei 6 GHz. Diese Unterschiede rühren von der nicht exakt simulierten Leitfähigkeit des Au-Ni-Drahtes durch den Stahldraht her. Im Gegensatz zu Hohlleitern oder Koaxialleitungen hängen die Eigenschaften der Drahtwellen, wie z.B. das Phasenmaß, in starkem Maße von der Leitfähigkeit des Materials ab. Diesen Unterschied erkennt man auch daran, daß die bei gewöhnlichen, metallischen Wellenleitern zunächst vorausgesetzte unendlich große Leitfähigkeit die Existenz von Drahtwellen überhaupt nicht erlaubt. Nimmt man also den Grenzradius als das entscheidende Kriterium, so dürften die Eigenschaften des Originals mehr den Meßergebnissen bei 12 GHz als denen bei 6 GHz entsprechen.

Wie bereits erwähnt, sind an Inhomogenitäten des Drahtwellenleiters geringe Reflexionsfaktoren zu erwarten, deren Messung sich hier besonders schwierig gestaltet. Die zu messenden, stehenden Wellen sind nämlich überlagert von Anteilen, die von der Abstrahlung des Drahtes sowie der Inhomogenität herrühren. Dagegen spielen höhere Wellentypen auf dem Draht wegen ihrer extrem hohen Dämpfung keine Rolle. Durch Abtasten mit einer Meßsonde wurden für einen 90° -Knick folgende Reflexionsfaktorbeträge gemessen:

$$f = 6 \text{ GHz} : |r| = 0,14,$$

$$f = 12 \text{ GHz} : |r| = 0,11.$$

Diese Werte lassen zusammen mit den gemessenen Einfügungsdämpfungen den Schluß zu, daß die Schleifen in der Tat als reflexionsarmer Abschluß der Langdrahtantenne wirken, wie man das experimentell bereits anhand der Richtcharakteristik festgestellt hat. Da in jedem Fall weniger als 5% der Leistung am Ende der Antenne reflektiert werden, wird der rücklaufende Anteil bei den weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

4.3.3 Der Whiskerdraht als Antenne

Der Whiskerdraht spielt in einem quasioptischen Empfänger die Rolle der Empfangsantenne. Es ist bekannt, daß gerade deren Eigenschaften einen ganz entscheidenden Einfluß auf die Güte eines Empfangssystems ausüben. Im folgenden sollen deshalb die Antenneneigenschaften des Whiskerdrahtes näher untersucht werden.

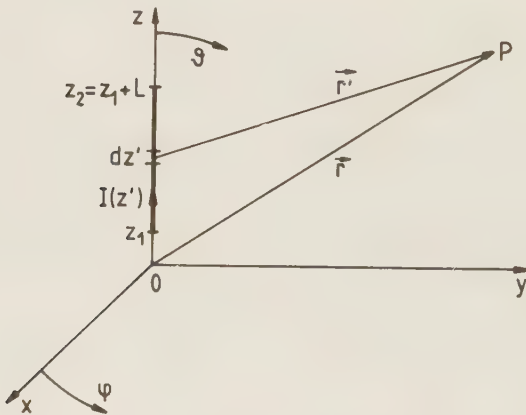


Bild 4-7: Koordinatensystem zur Berechnung der Fernfeldcharakteristik

Die Felder der Sommerfeldwelle bedingen einen Leitungsstrom im metallischen Leiter, der sich in folgender Form darstellen läßt:

$$I_z = I_0 e^{-\gamma z} e^{j\omega t}. \quad (4.29)$$

I_0 ist dabei die Amplitude des Gesamtstroms durch den Leiterquerschnitt. Aufgrund des Skineffekts fließt dieser Strom in einer einige zehntel Mikrometer dicken Schicht an der Oberfläche des Drahtes. In einem Aufpunkt in großer Entfernung vom Draht kann diese Stromverteilung wegen des im Ver-

gleich zu den hier betrachteten Wellenlängen kleinen Drahtdurchmessers als quasi linienhaft betrachtet werden. Ausgangspunkt für die Berechnung der Fernfeldcharakteristik der Antenne ist also die linienhafte Stromwelle nach Gl. (4.29), die sich längs der z-Achse entsprechend Bild 4-7 ausbreitet. Für das Vektorpotential eines Linienstromes längs der z-Achse gilt nach [24]:

$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} I(z') \frac{e^{-jkr'}}{r'} dz' \quad (4.30)$$

Aus dem Vektorpotential $\vec{A}$ lassen sich das elektrische und das magnetische Feld wie folgt berechnen:

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A}, \quad (4.31)$$

$$\vec{E} = -\frac{j}{\omega\epsilon_0} \text{rot } \vec{H}. \quad (4.32)$$

Einsetzen von Gl. (4.29) in (4.30) liefert:

$$A_z = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} \frac{e^{-\gamma z'} e^{-jkr'}}{r'} dz' \quad (4.33)$$

Mit den für Fernfeldbetrachtungen üblichen Näherungen, $r' = r - z'\cos\theta$ in der Exponentialfunktion und $r' = r$ im Nenner,

erhält man für die ausschließlich interessierende Komponente E_y

$$E_y = \frac{j\omega\mu_0 I_0 \sin\vartheta}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{z_1}^{z_2} e^{(jk\cos\vartheta - \gamma)z'} dz'. \quad (4.34)$$

Ausführen der Integration und Ersetzen von z_2 durch $z_2 = z_1 + L$, mit L = Länge der Antenne liefert:

$$E_y = \frac{j\omega\mu_0 I_0 \sin\vartheta}{4\pi r} e^{-jkr} \frac{e^{(jk\cos\vartheta - \gamma)z_1} e^{(jk\cos\vartheta - \gamma)L} - 1}{jk\cos\vartheta - \gamma}. \quad (4.35)$$

Vernachlässigt man zunächst die Stromdämpfung ($\gamma = j\beta$) so läßt sich Glchg. (4.35) wie folgt schreiben:

$$E_y = E_0 \frac{\sin X}{X} \quad (4.36)$$

mit

$$E_0 = \frac{j\omega\mu_0 I_0 \sin\vartheta}{4\pi r} e^{-jkr} e^{j(k\cos\vartheta - \beta)(z_1 + \frac{L}{2})}, \quad (4.36a)$$

$$X = \frac{(k\cos\vartheta - \beta)L}{2}. \quad (4.36b)$$

Wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben, ist die Phasengeschwindigkeit auf der Leitung annähernd gleich der Lichtgeschwindigkeit, d.h. es gilt: $\beta \approx k$.

Und damit:

$$X = \frac{k(\cos\vartheta-1)L}{2} = \pi(\cos\vartheta-1)\frac{L}{\lambda}. \quad (4.36c)$$

Für den Betrag der elektrischen Feldstärke im Fernfeld erhält man schließlich:

$$|E_{\vartheta}| = \frac{Z_0}{2r} I_0 \frac{L}{\lambda} \left| \sin\vartheta \frac{\sin X}{X} \right|. \quad (4.37)$$

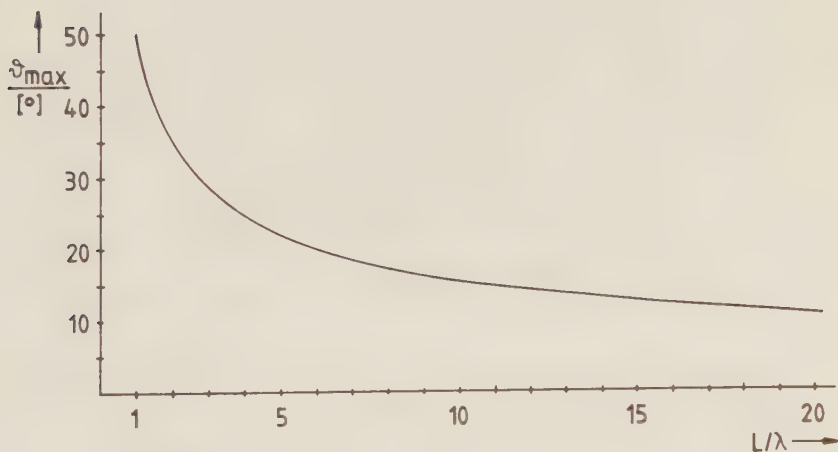


Bild 4-8: Hauptstrahlrichtung $\vartheta_{\max}$ der Langdrahtantenne in Abhängigkeit von der Länge

Die Strahlungsrichtcharakteristik ist rotationssymmetrisch zur Drahtachse und weist bei einem geradzahligen Verhältnis von $n = L/\lambda$ gerade $2n$ Maxima auf. Die Lage des Hauptmaximums bei einem Winkel $\vartheta_{\max}$ kann man aus folgender Beziehung näherungsweise berechnen:

$$\vartheta_{\max} = \arccos\left(1 - 0,37 \frac{\lambda}{L}\right). \quad (4.38)$$

Bild 4-8 zeigt die genaue Lage des Hauptmaximums in Abhängigkeit vom Verhältnis L/λ .

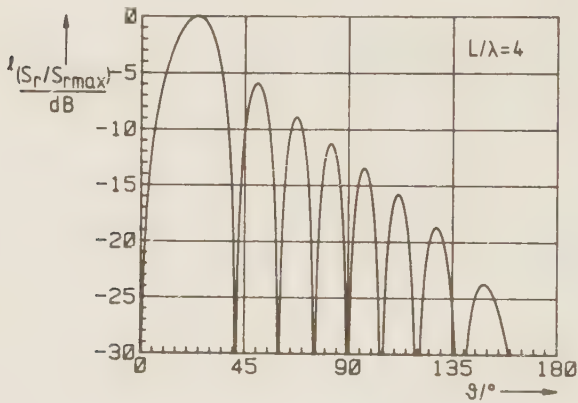


Bild 4-9: Richtcharakteristik einer Langdrahtantenne mit $L/\lambda = 4$

Die rechnerische Richtcharakteristik einer Antenne mit $L/\lambda = 4$ ist in Bild 4-9 dargestellt.

Für die Leistungsichte S_r gilt:

$$S_r = \frac{1}{2} \frac{|E_\vartheta|^2}{Z_0}.$$

Mit einer Anordnung entsprechend Bild 4-10 wurde die Richtcharakteristik eines 30 cm langen Drahtstückes bei einer Frequenz von 10 GHz gemessen /74/.

Im Bild 4-11 sind die gemessene und die gerechnete Richtcharakteristik einander gegenübergestellt. Über dem betrachteten Winkelbereich von 90° treten 10 Maxima auf, entsprechend einem Verhältnis L/λ von 10. Auch in der gemessenen Kurve (Bild 4-11b) sind diese deutlich zu erkennen.

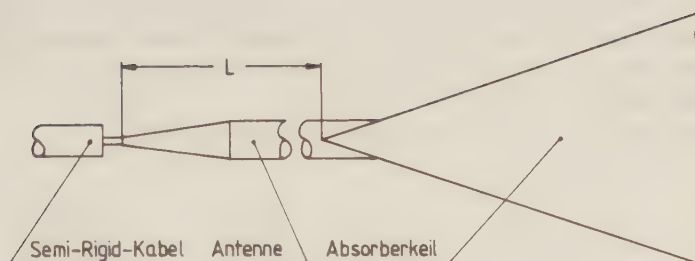


Bild 4-10: Anordnung zur Messung der Richtcharakteristik

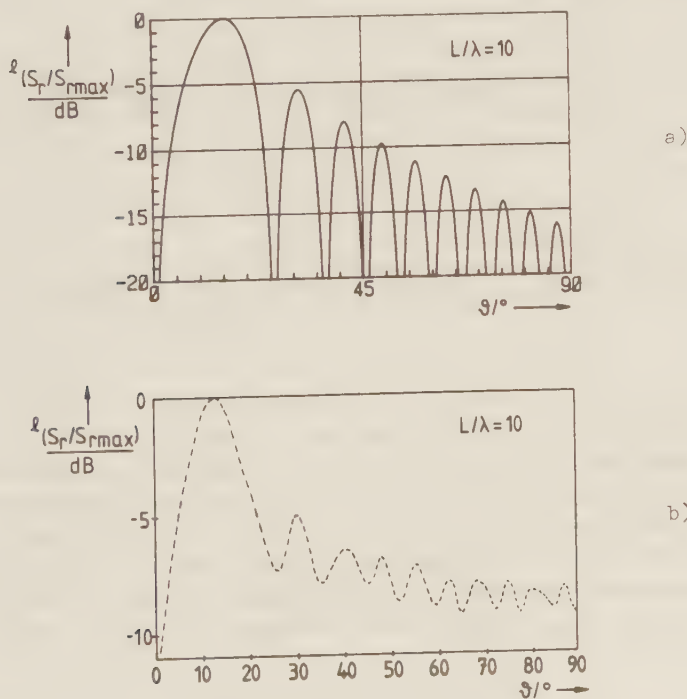


Bild 4-11: Vergleich von gerechneter a) und gemessener b) Richtcharakteristik einer 10-λ-Antenne

Den Gewinn der Langdrahtantenne erhält man aus der gesamten abgestrahlten Leistung P_S , die wiederum durch Integration der Fernfeld-Leistungsdichte über die Kugeloberfläche gewonnen wird.

Es ergibt sich für Strahlungsleistung P_S /24/:

$$P_S = 30 I_0^2 \left(1,415 + \ln \frac{2L}{\lambda} + \frac{\sin^4 \frac{\pi L}{\lambda}}{4\pi \frac{L}{\lambda}} - \text{Ci} \left(\frac{4\pi L}{\lambda} \right) \right) \Omega \quad (4.39)$$

mit Ci = Integralkosinus,

und für den Gewinn in der Hauptstrahlrichtung:

$$G = 10 \lg \frac{\frac{S_{rmax}}{P_S}}{\frac{S}{4\pi r^2}} \text{ dB} = 10 \lg \frac{\frac{1}{2} \frac{|E_{\vartheta max}|^2}{Z_0}}{\frac{P_S}{4\pi r^2}} \text{ dB}, \quad (4.40)$$

$$G = 10 \lg \frac{2}{1,415 + \ln \frac{2L}{\lambda}} \frac{\sin^2 \vartheta_{max} \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda} (1 - \cos \vartheta_{max}) \right)}{(1 - \cos \vartheta_{max})^2}. \quad (4.41)$$

In Gleichung (4.41) wurde berücksichtigt, daß die beiden letzten Terme der Gl. (4.39) für große L/λ gegen Null streben. Bild 4-12 zeigt den Gewinn der Langdrahtantenne in Abhängigkeit vom Verhältnis L/λ . Man erkennt, daß der Gewinn nicht proportional mit der Antennenlänge wächst. Durch Einsetzen von Gl. (4.38) in Gl. (4.41) kann man zeigen, daß der Gewinn für große L/λ gegen den Grenzwert

$$G_{max} \approx 10 \lg 8,83 \cdot \frac{L/\lambda}{\ln \frac{8,22 L}{\lambda}} \text{ dB} \quad (4.42)$$

läuft.

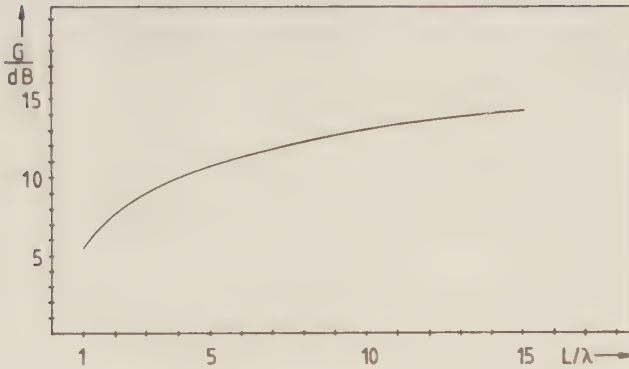


Bild 4-12: Gewinn der Langdrahtantenne als Funktion der Länge

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf eine verlustlose Antenne, d.h. es wurden weder die Leitungsverluste noch die Abstrahlungsverluste berücksichtigt. Wie die Rechnung zeigte, können die Leitungsverluste gegenüber den Abstrahlungsverlusten vernachlässigt werden. Es ergibt sich für den bereits erwähnten Stahldraht von 2,5 mm Durchmesser bei 6 GHz eine Leitungsdämpfung von ungefähr 0,01 dB/cm. Um eine Abschätzung der Strahlungsdämpfung machen zu können, wurde die Einfügungsdämpfung verschieden langer Drähte bei 6 GHz gemessen. Die Ein- und Auskopplung erfolgte mit Übergängen wie sie in Bild 4-6 dargestellt sind. Bild 4-13 zeigt die Meßergebnisse. Bei derartigen Messungen ist es üblich, die Dämpfung der Ein- und Auskopplung durch die Annahme einer längenproportionalen Leitungsdämpfung zu eliminieren. Leider ist im vorliegenden Fall die abgestrahlte Leistung nicht proportional zur Antennenlänge, wie Bild 4-14 zeigt. Der dort dargestellte Strahlungswiderstand R_s ist mit der Strahlungsleistung P_s über folgende Beziehung verknüpft:

$$P_s = \frac{1}{2} I_0^2 R_s.$$

Da für $L = 0$ keine Leistung abgestrahlt wird, erhält man bei Extrapolation der Kurve von Bild 4-13 die Dämpfung der Ein-

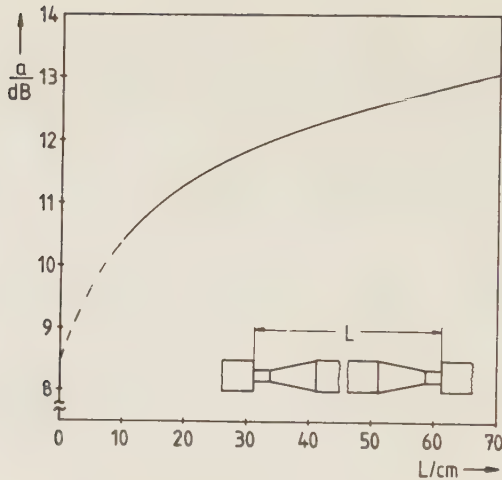


Bild 4-13: Einfügungsdämpfung in Abhängigkeit von der Leitungslänge

und Auskopplung im Schnittpunkt mit der vertikalen Achse zu etwa 8,5 dB. Eine Antenne mit einer Länge von $L = 4\lambda$ weist damit ungefähr 3 dB Strahlungsdämpfung auf.

Aus Glchg. (4.35) erhält man die elektrische Feldstärke für den Fall $\alpha \neq 0$ und $z_1 = 0$.

$$E_{\vartheta} = j \frac{Z_0 I_0 e^{-jkr} \sin\vartheta}{2\lambda r} \frac{e^{(jk\cos\vartheta - \alpha - jk)L} - 1}{jk\cos\vartheta - \alpha - jk},$$

bzw.

$$E_{\vartheta} = j \frac{Z_0 I_0 e^{-jkr} \sin\vartheta}{2\lambda r} \frac{e^{-\alpha L} e^{jk(\cos\vartheta - 1)L} - 1}{jk(\cos\vartheta - 1) - \alpha}, \quad (4.43)$$

und schließlich

$$E_{\vartheta} = j \frac{Z_0 I_0 e^{-jkr} \sin\vartheta}{2r} \frac{e^{-\delta \frac{L}{\lambda}} e^{-j2\pi(\cos\vartheta - 1)\frac{L}{\lambda}} - 1}{j2\pi(\cos\vartheta - 1) - \delta}.$$

$\delta = \alpha\lambda$ ist dabei die Dämpfung pro Wellenlänge.

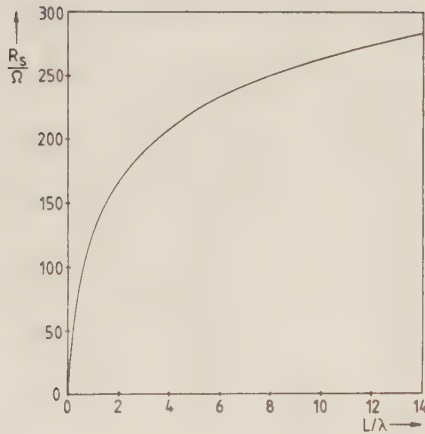


Bild 4-14: Strahlungswiderstand als Funktion der Antennenlänge

Betragsbildung liefert die Richtcharakteristik:

$$|\bar{E}_\vartheta| = \frac{Z_0 I_0}{2r} \sqrt{\frac{1 - 2e^{-\delta \frac{L}{\lambda}} \cos \left[\frac{2\pi L}{\lambda} (\cos \vartheta - 1) \right] + e^{-2\delta \frac{L}{\lambda}}}{\delta^2 + 4\pi^2 (\cos \vartheta - 1)^2}} \sin^2 \vartheta. \quad (4.44)$$

Unter der Annahme einer konstanten Strahlungsdämpfung über die Länge der Antenne -ohne diese Annahme läßt sich die Berechnung der Feldstärke nicht durchführen- ergibt sich für den betrachteten Fall ein α von $1,72 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ und damit ein δ von $8,6 \cdot 10^{-2}$. Bild 4-15 zeigt die Gegenüberstellung der Richtcharakteristiken der idealisierten, verlustlosen und der realen, verlustbehafteten Antenne. Die Leistungsdichte in den Maxima der realen Antenne ist ungefähr 1,5 dB geringer als die der idealen ohne Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung. Außerdem findet eine Verwachsung der einzelnen Zipfel statt, d.h. die Leistungsdichte geht zwischen den einzelnen Maxima nicht mehr auf Null zurück.

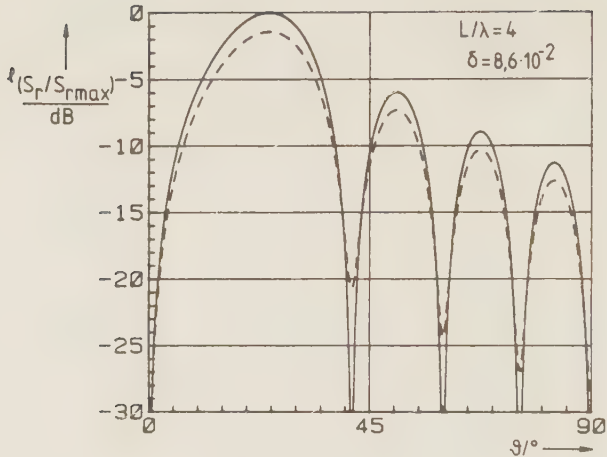


Bild 4-15: Richtcharakteristik einer verlustlosen (—) und einer realen (---) Langdrahtantenne

Betrachtet man das Verhalten der Langdrahtantenne im Hinblick auf den Empfang von Submillimeterwellenstrahlung, so sind 2 gravierende Nachteile festzustellen. Da im Submm-Wellenbereich üblicherweise mit Gaußstrahlen oder zumindest gaußstrahlähnlichen Verteilungen gearbeitet wird, ist im Empfangsfall der Kopplungswirkungsgrad η zwischen dem zu empfangenden Strahl und der Antenne aufgrund der Rotationssymmetrie der Richtcharakteristik sowie der hohen Nebenkeulen relativ gering.

Der Kopplungswirkungsgrad ist folgendermaßen definiert [25]:

$$\eta = \frac{P_L}{P_i} \quad (4.45)$$

mit: P_L = von der Antenne an ihre Last abgegebene Leistung,
 P_i = gesamte Leistung des einfallenden Strahls.

Er läßt sich als Produkt zweier Einzelwirkungsgrade darstel-

len:

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2. \quad (4.46)$$

Dabei ist η_1 der Teilwirkungsgrad aufgrund der Fehlanpassung zwischen Last- und Antennenimpedanz.

$$\eta_1 = 1 - \left| \frac{Z_L - Z_A^*}{Z_L + Z_A^*} \right|^2 \quad (4.47)$$

mit Z_L = Lastimpedanz, Z_A = Eingangsimpedanz der Antenne
Der Wirkungsgrad η_2 beschreibt die Feldtyp-"Überdeckung":

$$\eta_2 = \frac{\left| \int \vec{E}^-(\vec{r}) \cdot \vec{E}^+(\vec{r}) d\Omega \right|^2}{\int |\vec{E}^-(\vec{r})|^2 d\Omega \cdot \int |\vec{E}^+(\vec{r})|^2 d\Omega}, \quad (4.48)$$

$d\Omega$ = Raumwinkelement.

$\vec{E}^-(\vec{r})$ ist dabei das elektrische Fernfeld der Antenne im Sen-
defall und $\vec{E}^+(\vec{r})$ die räumliche Verteilung des einfallenden
Strahls, ebenfalls im Fernfeld, d.h. in großer Entfernung vom
Brennpunkt eines Gaußstrahls. Der Kopplungswirkungsgrad
einer Langdrahtantenne liegt unter günstigsten Bedingungen
in der Größenordnung von 10% /26/. Mit dem im nächsten Ab-
schnitt behandelten Verfahren zur Berechnung des Kopplungs-
wirkungsgrades wurde ein Wert von 11% errechnet. In diesem
Abschnitt wird auch gezeigt, daß sich eine Verbesserung
durch die Verwendung von Winkelreflektoren erreichen läßt.

4.3.4 Die Langdrahtantenne mit Winkelreflektor

Die rotationssymmetrische Fernfeldcharakteristik der Langdrahtantenne, die wesentlich zum schlechten Kopplungsgrad dieser Anordnung beiträgt, läßt sich durch die Verwendung von Winkelreflektoren beseitigen /31/.

Bild 4-16 zeigt im Schnitt einen 90°-Winkelreflektor, dessen Scheitel im Abstand s parallel zur Drahtachse liegt. Die

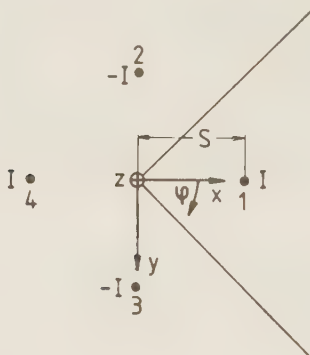


Bild 4-16: Langdrahtantenne mit 90°-Winkelreflektor

beiden Schenkel seien unendlich ausgedehnt. Die Analyse läßt sich am einfachsten durchführen, wenn man mit den Spiegelbildern der Drahtantenne rechnet. Diese sind in Bild 4-16 zusammen mit den richtigen Vorzeichen für die Spiegelströme eingezeichnet.

Die Theorie der Gruppenstrahler liefert das elektrische Fernfeld der Anordnung zu /27/:

$$E_{\vec{r}} = F \sum_{n=1}^4 I_n e^{jkr_n \cos \xi_n} \quad (4.49)$$

Dabei ist F die Fernfeldcharakteristik des einzelnen Strahlers für den Fall, daß er sich im Zentrum der Gruppe befindet. Der Vektor $\vec{r}_n$ kennzeichnet die Lage der n -ten Antenne. ξ ist der Winkel zwischen dem Aufpunktsvektor $\vec{r}$ und $\vec{r}_n$

entsprechend Bild 4-17.

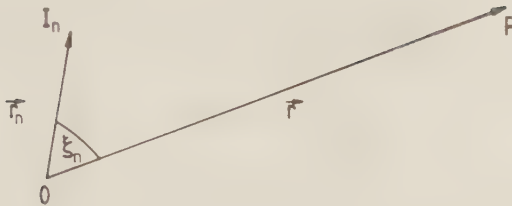


Bild 4-17: Zur Berechnung des Fernfeldes eines Gruppenstrahlers

Auswerten der Summe ergibt:

$$E_{\vartheta} = 2 F \left\{ \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \cos\varphi\right) - \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \sin\varphi\right) \right\}. \quad (4.50)$$

Zusammen mit dem Fernfeld F der Einzelantenne erhält man schließlich:

$$E_{\vartheta} = j \frac{Z_0 I_0}{r} \frac{L}{\lambda} e^{-jkr} e^{jk(\cos\vartheta - 1)(z_1 + \frac{L}{2})} \sin\vartheta \frac{\sin(\frac{\pi L}{\lambda}(\cos\vartheta - 1))}{\frac{\pi L}{\lambda}(\cos\vartheta - 1)} \cdot \left[\cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \cos\varphi\right) - \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \sin\varphi\right) \right]. \quad (4.51)$$

Die Hauptstrahlrichtung dieser Antenne liegt bei $\varphi = 0$ und $\vartheta = \vartheta_{\max}$, wobei $\vartheta_{\max}$ gleich dem Hauptmaximum Gleich (4.38) der Langdrahtantenne allein entspricht.

Die Bedingung für den Abstand s lautet damit:

$$\cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta_{\max}\right) = -1, \quad (4.52)$$

bzw.

$$\frac{s}{\lambda} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sin\vartheta_{\max}}. \quad (4.52a)$$

Für $L = 4\lambda$ beträgt $\vartheta_{\max} = 24,6^\circ$; damit ergibt sich ein optimaler Abstand s/λ von 1,2.

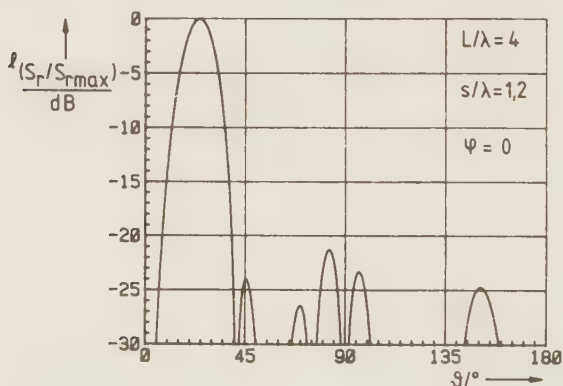


Bild 4-18: Richtcharakteristik in der E-Ebene einer Langdrahtantenne mit Winkelreflektor

Bild 4-18 zeigt die Richtcharakteristik der Antenne in der sog. E-Ebene, d.h. in der Ebene $\varphi = 0$, in Abhängigkeit vom Winkel ϑ . Die Bezeichnung E-Ebene rührt daher, daß der E-Feldvektor im Fernfeld parallel zu dieser Ebene liegt. Im Vergleich zur Langdrahtantenne ohne Reflektor ist eine deutliche Unterdrückung der Nebenmaxima festzustellen. Diese ist noch größer in der sog. H-Ebene, d.h. in einer Ebene durch die y-Achse und senkrecht zur E-Ebene. Aus Bild 4-19, das die Charakteristik in der H-Ebene zeigt, ist ersichtlich, daß die Hauptkeule näherungsweise rotationssymmetrisch um die Achse $\vartheta = \vartheta_{\max}$, $\varphi = 0$ ist.

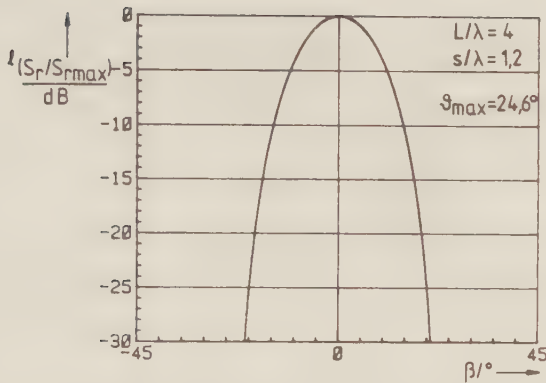


Bild 4-19: Richtcharakteristik in der H-Ebene einer Langdrahtantenne mit Winkelreflektor

Für den Winkel β gilt:

$$\beta = \arccos\left(\frac{\cos \vartheta}{\cos \vartheta_{\max}}\right) \text{ bzw. } \beta = \arctan(\tan \varphi \sin \vartheta_{\max}).$$

Für die 3-dB-Breiten ergeben sich folgende Werte:

$$\text{E-Ebene : } 14^{\circ}$$

$$\text{H-Ebene : } 17^{\circ}$$

Zur Verdeutlichung sind in Bild 4-20 die Hauptstrahlrichtung sowie die oben erwähnten Ebenen noch einmal skizziert.

Um den Gewinn der Antenne angeben zu können, wird zunächst die abgestrahlte Leistung P_s berechnet.

$$P_s = \frac{1}{4} \frac{1}{2Z_0} \iint_{\Omega} |E_{\vartheta}|^2 \cdot r^2 \cdot \sin^2 \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \quad (4.53)$$

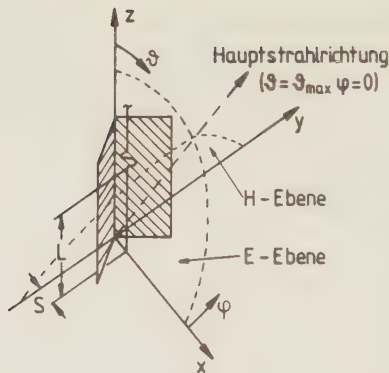


Bild 4-20: Hauptstrahlrichtung der Langdrahtantenne mit Winkelreflektor

Der Faktor $1/4$ rührt daher, daß sich die gesamte abgestrahlte Leistung zu gleichen Teilen auf die vier einzelnen Antennen (Original plus 3 Spiegelantennen) verteilt. Man kann wegen der vorliegenden Symmetrie alternativ dazu auch die Integrationsgrenzen ändern und erhält:

$$P_s = \frac{1}{2 Z_0} \int_{-\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{4}} \int_0^{\pi} |E_\theta|^2 r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi. \quad (4.54)$$

Die Auswertung des Integrals mit Hilfe eines Rechner-Programms (1) zur numerischen Integration liefert folgenden Wert:

$$P_s = 145,9 \cdot I_0^2 \frac{V}{A}.$$

(1) Es handelt sich um ein Integrationsprogramm mit der Bezeichnung DO1FCF aus dem Programm-Paket NAG der Fa. CDC.

Der Gewinn in Hauptstrahlungsrichtung ergibt sich damit zu:

$$G = 10 \lg \frac{S_{rmax}}{\frac{I_s}{4\pi r^2}} \text{ dB} = 20,6 \text{ dB}.$$

Dies entspricht einer Verbesserung von etwa 10,6 dB gegenüber der Langdrahtantenne allein.

Die Gewinnsteigerung der Kombination Langdrahtantenne plus Winkelreflektor gegenüber der Langdrahtantenne läßt sich auch auf einem anderen Weg /28/ berechnen.

Die Feldstärke im Fernfeld erhöht sich bei Verwendung des Reflektors um den Faktor C:

$$C = 2 \sqrt{\frac{R_{11}}{R_{11} + R_{14} - 2 R_{12}}} \left| \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \cos\varphi\right) - \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin\vartheta \sin\varphi\right) \right| \quad (4.55)$$

mit

- R_{11} = Strahlungswiderstand des gespeisten Elements,
- R_{14} = Koppelfaktor zwischen Element 1 und Element 4,
- R_{12} = Koppelfaktor zwischen Element 1 und Element 2.

R_{11} erhält man aus der abgestrahlten Leistung P_s der Langdrahtantenne entsprechend Gl. (4.39).

$$P_s = \frac{1}{2} R_{11} I_0^2. \quad (4.56)$$

In diesem Fall ergibt sich dann ein Wert von $R_{11} = 209,7 \Omega$. Die Koppelfaktoren R_{14} und R_{12} mit der Dimension "Widerstand" lassen sich mit Hilfe folgender Formeln /29/

berechnen:

$$\begin{aligned}
 R_{nm} = 60 \left\{ 2 \operatorname{Ci}\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right) - \operatorname{Ci}\left[2\pi\left(\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2} - \frac{L}{\lambda}\right)\right] - \right. \\
 \left. - \operatorname{Ci}\left[2\pi\left(\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2} + \frac{L}{\lambda}\right)\right] \right\} \\
 - 30 \left\{ 2 \frac{\sin 2\pi \frac{d}{\lambda}}{2\pi \frac{d}{\lambda}} - \frac{\sin 2\pi\left(\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2} - \frac{L}{\lambda}\right)}{2\pi\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2}} \right. \\
 \left. - \frac{\sin 2\pi\left(\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2} + \frac{L}{\lambda}\right)}{2\pi\sqrt{\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2}} \right\} \quad (4.57)
 \end{aligned}$$

mit L = Antennenlänge und d = Abstand der beiden Leiter.
 Für den betrachteten Fall ($L = 4\lambda$, $s = 1,2\lambda$) ergeben sich
 für die Koppelfaktoren folgende Werte:

$$R_{14} = 15,82 \, \Omega,$$

$$R_{12} = -34,22 \, \Omega.$$

Der Faktor C beträgt damit in Hauptstrahlungsrichtung

$$C = 2 \cdot \sqrt{0,713} \cdot 2,$$

und die Gewinnsteigerung gegenüber der einfachen Langdraht-
 antenne

$$10 \lg C^2 \, \text{dB} = 10,57 \, \text{dB}.$$

Man erhält also mit den beiden unterschiedlichen Methoden
 den gleichen Wert.

Die bisherigen Betrachtungen der Antenne mit Winkelreflektor
 vernachlässigten wiederum die Verluste aufgrund der Abstrah-
 lung. Geht man davon aus, daß die Verhältnisse ähnlich sind

wie im Falle der Langdrahtantenne allein, und nimmt man verlustlose Reflektoren an, so geht die Dämpfung nur in den Faktor F der Gl. (4.50) ein. Dieser beschreibt aber gerade das Verhalten der Langdrahtantenne allein, d.h. die Gewinnverminderung infolge von Abstrahlung wird für die Winkelreflektorantenne auch etwa im Bereich von 1,5 db liegen.

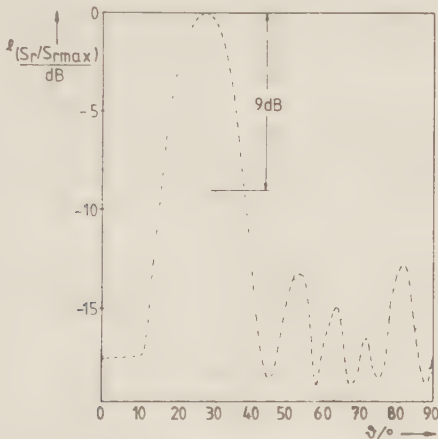


Bild 4-21: Vergleich der gemessenen Richtcharakteristiken einer Langdrahtantenne(.....) und einer Winkelreflektorantenne(---)

Bild 4-21 zeigt die bei 10 GHz am Modell gemessene Richtcharakteristik einer Winkelreflektorantenne im Vergleich zu einer Langdrahtantenne ohne Reflektor bei gleicher Länge des Whiskermodells von $L = 4\lambda/74$. Die Gewinnsteigerung beträgt 9 dB. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch vorausgesagten, wenn man die Strahlungsdämpfung durch einen Abschlag von 1,5 dB berücksichtigt.

Ein gravierender Nachteil der Langdrahtantenne ist, wie bereits erwähnt, der schlechte Kopplungswirkungsgrad zwischen der Antenne und einem Gaußstrahl. Im folgenden soll der Kopplungswirkungsgrad für die Winkelreflektorantenne untersucht werden.

Die Glchg. (4.48) läßt sich in einem Kugelkoordinatensystem wie folgt schreiben:

$$\eta_2 = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}^+(\vartheta, \varphi)|^2 r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}^+(\vartheta, \varphi)|^2 r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{E}^-(\vartheta, \varphi)|^2 r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi} \quad (4.58)$$

mit $\vec{E}^-(\vartheta, \varphi) = E_\vartheta(\vartheta, \varphi) \cdot \vec{e}_\vartheta$

und $E_\vartheta(\vartheta, \varphi)$ entsprechend Glchg. (4.51).

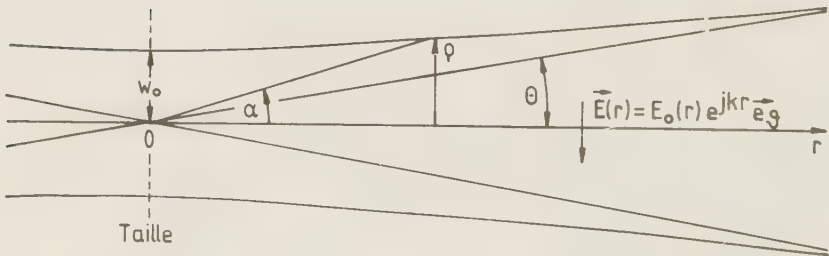


Bild 4-22: Koordinatensystem zur Beschreibung eines Gaußstrahls

Für den Gaußstrahl ergibt sich im Koordinatensystem von Bild 4-22 folgende, allgemeine Darstellung /34/:

$$\vec{E}^+ = A \frac{1}{\sqrt{1 + \zeta^2}} e^{j \arctan \zeta} e^{-\frac{\rho^2}{w_0^2(1 - j\zeta)}} e^{-jkr} \vec{e}^+ \quad (4.60)$$

mit:

$$\zeta = \frac{z}{z_R}, \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \text{Rayleighlänge},$$

w_0 = Taillenradius.

$\vec{e}^+$: Einheitsvektor in Richtung des linear polarisierten E-Feldes.

Unter der Annahme $r \gg z$, d.h. in großer Entfernung vom Fokus (= Nullpunkt), erhält man folgende vereinfachte Darstellung:

$$\vec{E}^+ = A \frac{z_R}{r} e^{-\frac{\tan^2 \alpha}{2}} e^{-jkr} \vec{e}^+ \quad (4.61)$$

mit: $\Theta = \frac{w_0}{z_R} = \text{Fernfeldöffnungs(halb)winkel}.$

Die hier verwendeten Gaußstrahlen besitzen Fernfeldöffnungswinkel in der Größenordnung von 10° . Das bedeutet, daß man die Tangensfunktion durch ihr Argument ersetzen darf:

$$\vec{E}^+ = A_0 \frac{e^{-jkr}}{r} e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \vec{e}^+, \quad (4.62)$$

$$A_0 = j A z_R.$$

Im folgenden wird davon ausgegangen, daß sich der Gaußstrahl längs der Hauptstrahlrichtung der Antenne entsprechend Bild 4-23 ausbreitet, da nur in diesem Fall eine optimale Einkopplung erreicht wird.

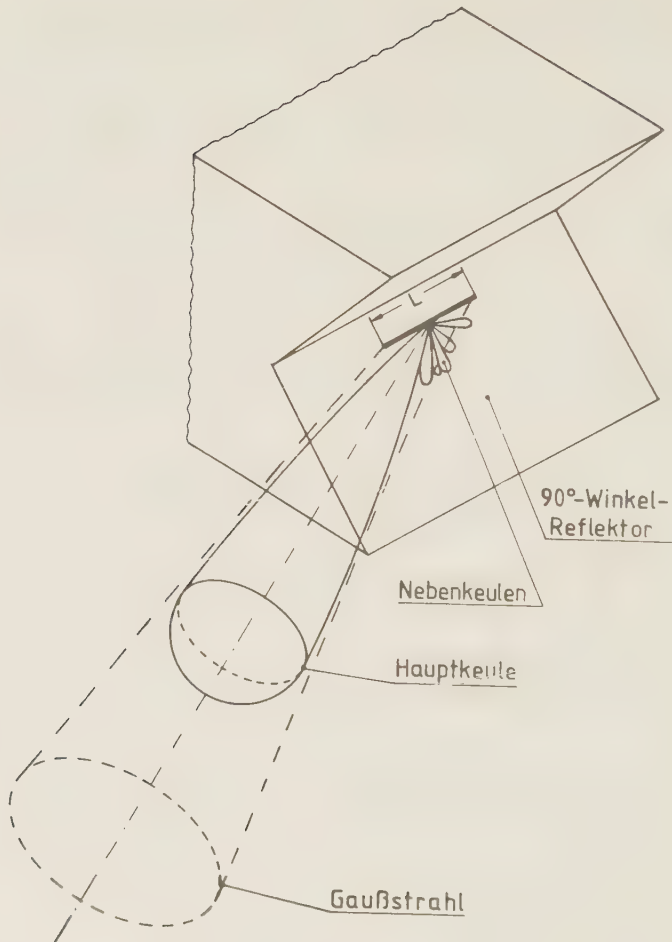


Bild 4-23: Einkopplung eines Gaußstrahls in eine Langdrahtantenne mit Winkelreflektor

Die Hauptstrahlrichtung ist charakterisiert durch:

$$\vartheta = \vartheta_{\max}, \varphi = 0.$$

Für den polaren Winkel gegen die Hauptstrahlrichtung entsprechend Bild 4-24 gilt:

$$\alpha = \arctan \sqrt{\tan^2(\vartheta - \vartheta_{\max}) + \sin^2 \vartheta \tan^2 \varphi}. \quad (4.63)$$

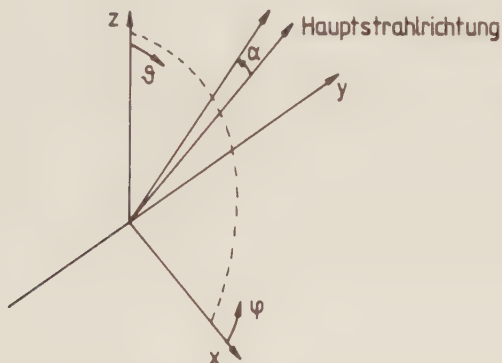


Bild 4-24: Koordinatensystem für einen Gaußstrahl längs der Hauptstrahlrichtung

Die Polarisation des Gaußstrahls wird so gewählt, daß sie mit der Polarisation des Fernfeldes der Antenne in der Hauptstrahlrichtung zusammenfällt, d.h. es gilt:

$$\vec{e}^+ = \vec{e}_{\vartheta}.$$

Unter den gemachten Voraussetzungen erhält man für den Kopp-
lungswirkungsgrad:

$$\eta_2 = \frac{\left| \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \int_0^{\vartheta} e^{-\frac{\alpha^2}{\theta^2}} \sin^2 \vartheta \frac{\sin(\frac{\pi L}{\lambda}(\cos \vartheta - 1))}{\cos \vartheta - 1} G \, d\vartheta \, d\varphi \right|^2}{\int_{-\pi/4}^{\pi/4} \int_0^{\vartheta} e^{-\frac{\alpha^2}{\theta^2}} \sin^2 \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \int_{-\pi/4}^{\pi/4} \int_0^{\vartheta} \frac{\sin^2(\frac{\pi L}{\lambda}(\cos \vartheta - 1))}{(\cos \vartheta - 1)^2} |G|^2 \, d\vartheta \, d\varphi}$$

$$\text{mit } G = \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \vartheta \cos \varphi\right) - \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \vartheta \sin \varphi\right). \quad (4.64)$$

Mit Hilfe des bereits erwähnten Programms zur zweidimensio-
nalen numerischen Integration kann Gleichg. (4.64) ausgewertet
werden.

Unter Berücksichtigung folgender Daten für die Antenne wurde
die Abhängigkeit des Wirkungsgrades η_2 vom Fernfeldöffnungs-
winkel des Gaußstrahls berechnet:

$$L = 4\lambda, \quad s = 1,2\lambda, \quad \vartheta_{\max} = 24,6^\circ.$$

Aus Bild 4-25 ist ersichtlich, daß bei einem Öffnungswinkel
von 12° ein relativ flaches Maximum auftritt. Mit 64% ist
der Wirkungsgrad allerdings weit vom Optimum entfernt. Zwei
Gründe sind dafür in Betracht zu ziehen:

- Gaußstrahl und Hauptkeule differieren in ihrer räumlichen
Verteilung zu stark
- Die Antenne liefert zuviel Leistung in die Nebenkeulen

Um entscheiden zu können, welche der beiden Möglichkeiten
vorliegt, wurde die Integrationsgrenze in ϑ -Richtung der
Gleichung (4.64) so verändert, daß nur die Hauptkeule erfaßt
wird.

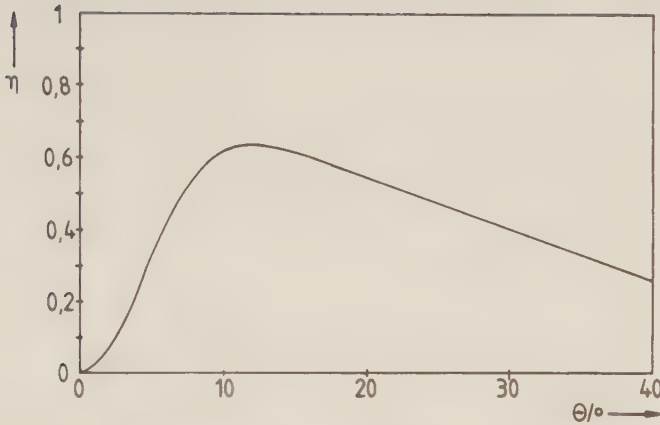


Bild 4-25: Kopplungswirkungsgrad als Funktion des Fernfeld-
öffnungswinkels

Ersetzen des Integrals

$$\iint_{-\pi/4}^{\pi/4} \dots \dots \dots d\vartheta d\varphi$$

durch

$$\iint_{-\pi/4}^{\pi/4} \dots \dots \dots d\vartheta d\varphi$$

ergab für das Teilintegral

$$\iint_{-\pi/4}^{\pi/4} \sin^3 \vartheta \frac{\sin^2(\frac{\pi L}{\lambda}(\cos \vartheta - 1))}{(\cos \vartheta - 1)^2} \left(\cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \vartheta \cos \varphi\right) - \cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda} \sin \vartheta \sin \varphi\right) \right)^2 d\vartheta d\varphi \quad (4.65)$$

einen Wert von 5,05 gegenüber 7,64 bei den ursprünglichen Integrationsgrenzen. Das bedeutet, daß ein Drittel der von der Antenne abgestrahlten Leistung in die Nebenkeulen gelangt.

Berücksichtigt man nur die Hauptkeule, so steigt der Wir-

kungsgrad auf 96% an, d.h. die Kopplung zwischen Gaußstrahl und Hauptkeule ist als sehr gut zu betrachten.

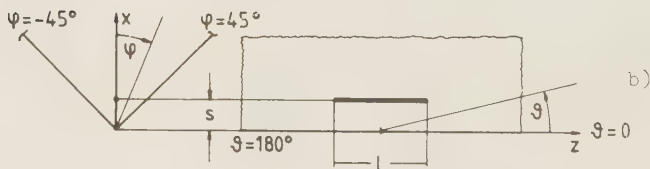
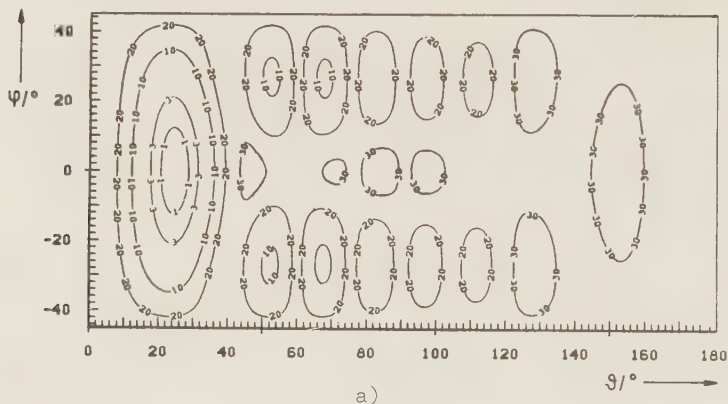


Bild 4-26: a): Höhenschichtlinien der Richtcharakteristik der Winkelreflektorantenne
b): zugehöriges Koordinatensystem

Bild 4-26 zeigt die Höhenschichtlinien der Strahlungsrichtcharakteristik der Langdrahtantenne mit 90°-Winkelreflektor in Abhängigkeit der Winkel ϑ und ψ . Dargestellt sind dabei die Höhenschichtlinien der Funktion

$$-10 \lg \left(\frac{S_r}{S_{rmax}} \right) \text{ dB}$$

auf einer Kugelschale im Fernfeld der Antenne. Die bisher in der Literatur ausschließlich veröffentlichten Schnitte bei $\psi = 0$ bzw. in der H-Ebene der Hauptstrahlrichtung (Bilder 4-18 und 4-19) lassen das Gesamtstrahlungsverhalten nur unzureichend erkennen.

Aufgrund der Diagramme 4-18 und 4-19 scheint es unvorstellbar, daß ein Drittel der Leistung in die Nebenkeulen abgestrahlt wird. In Bild 4-26 sind aber Nebenkeulen im Bereich von $\varphi = 26^\circ$ zu erkennen, die in ihren Maxima weniger als 10 dB unterhalb der Hauptkeule liegen, und die die gegebene Leistungsverteilung plausibel erscheinen lassen. Bild 4-27 zeigt zur Verdeutlichung einen Schnitt bei $\varphi = 26^\circ$.

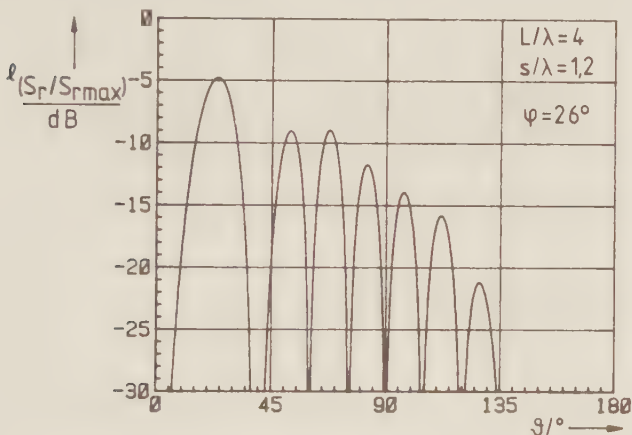


Bild 4-27: Richtcharakteristik der Winkelreflektorantenne für $\varphi = 26^\circ$

Um den Kopplungswirkungsgrad zu erhöhen sind also u.a. Maßnahmen zur Reduzierung der Nebenkeulen nötig. Im nächsten Abschnitt wird eine modifizierte Antenne vorgestellt, die ein günstigeres Nebenkeulenverhalten aufweist und damit die Einkopplung in die Diode verbessert.

4.3.5 Die Konus-Winkelreflektorantenne

Ein bisher kaum bzw. überhaupt nicht beachtetes Problem stellt die Überkopplung der empfangenen Leistung aus der Antennen-Drahtwelle in die Diode dar.

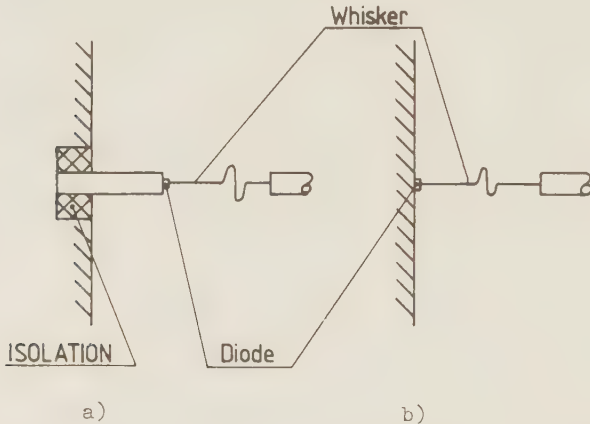


Bild 4-28: Anordnungen für Submm-Wellenempfänger

Es ist leicht einzusehen, daß bei den üblicherweise verwendeten Anordnungen (/30/,/32/), wie sie schematisch in Bild 4-28 dargestellt sind, nur ein Teil der Leistung in die Diode selbst gelangen wird. Im Fall a) wird ein Teil der Welle auf dem Diodenpfosten entlang weiterlaufen, im Fall b) erfolgt eine teilweise Reflexion an der Dioden-Trägerplatte. Eine Verbesserung ist zu erwarten, wenn die Felder im Bereich der Diode auf die unmittelbare Umgebung des Drahtes konzentriert werden.

Dies läßt sich durch einen zusätzlichen, metallischen Trichter, wie er in Bild 4-29 zu sehen ist, erreichen.

Zum Zwecke von Modelluntersuchungen wurde ein Konus-Horn mit einem Öffnungswinkel von 90° und einem Durchmesser von 20 cm angefertigt.

Mit dieser Anordnung wurde bei einer Frequenz von 8 GHz die Richtcharakteristik einer 20 cm langen Antenne (Ende abgeseimpft) gemessen /74/.

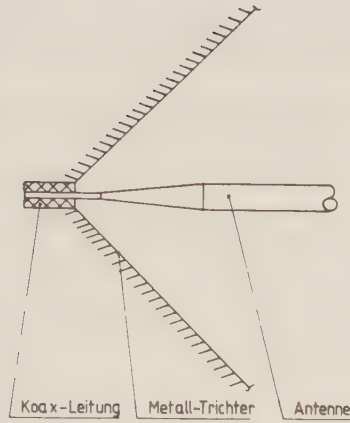


Bild 4-29: Einkopplung der Drahtwelle durch einen Trichter

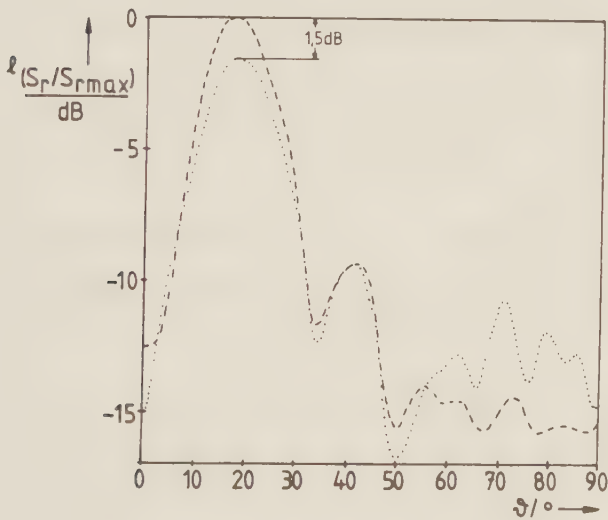


Bild 4-30: Richtcharakteristik einer Langdrahtantenne mit Konushorn (gestrichelt) und mit Platte (gepunktet)

Bild 4-30 zeigt das Ergebnis im Vergleich zu einer Antenne, bei der das Horn durch eine Platte ähnlich Bild 4-28 b) ersetzt wurde.

Die Erhöhung der Eingangsleistung um 1,5 dB kann auf zwei Effekten beruhen. Neben der Verbesserung der Einkopplung der Drahtwelle in die Koax-Leitung, kann sich auch eine Gewinnsteigerung der so erhaltenen Quasi-Doppelkonusantenne bemerkbar machen. Um beide Anteile trennen zu können, wurde zusätzlich der Reflexionsfaktor des Übergangs von Semi-Rigid-Kabel auf den Drahtwellenleiter für beide Fälle gemessen.

Es ergaben sich folgende Werte:

Konushorn:	$ r = 0,41$
Platte:	$ r = 0,54.$

Behandelt man die Übergangszone "Koaxwelle-Sommerfeldwelle" als 2-Tor, so läßt sich der Übergang mit Hilfe der Streuparametertheorie entsprechend Bild 4-31 darstellen.

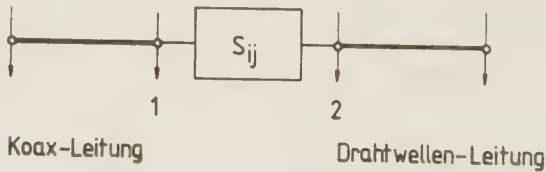


Bild 4-31: Ersatzschaltung für den Übergang Koax-Drahtwellenleiter

Da die Antenne bei der Messung abgesumpft ist, entspricht der gemessene Reflexionsfaktor dem Eigenreflexionskoeffizienten s_{11} . Geht man von einem wenigstens näherungsweise verlustlosen Übergang aus, so gilt für die Beträge der einzelnen Streukoeffizienten /33/:

$$|s_{11}| = |s_{22}| \quad , \quad |s_{12}|^2 = 1 - |s_{11}|^2 \quad (4.66)$$

Mit Zahlenwerten:

$$|s_{12}|_{\text{Konus}}^2 = 0,83, \quad 10 \lg \frac{1}{|s_{12}|_{\text{Konus}}^2} \text{ dB} = 0,8 \text{ dB},$$

$$|s_{12}|_{\text{Platte}}^2 = 0,71, \quad 10 \lg \frac{1}{|s_{12}|_{\text{Platte}}^2} \text{ dB} = 1,5 \text{ dB}.$$

Das bedeutet, daß durch die Verringerung des Reflexionsfaktors etwa 0,7 dB gewonnen werden, während die Gewinnsteigerung der Antenne mit 0,8 dB zu Buche schlägt. Ein Nachteil der betrachteten Konus-Antenne ist wiederum ihre rotations-symmetrische Richtcharakteristik. Um diese zu vermeiden, bietet sich die Kombination eines 90°-Winkelreflektors mit einem 90°-Ausschnitt aus der oben betrachteten Doppelkonus-antenne entsprechend den Bildern 4-1 und 4-2 an.

Man muß sich allerdings darüber im klaren sein, daß aufgrund der modifizierten Geometrie die oben angegebenen Werte für die einzelnen Anteile nicht unverändert bleiben werden.

Um die bei Wellenlängen von einem halben Millimeter herrschenden mechanischen Toleranzprobleme zu vermeiden, wurden auch in diesem Fall Modelluntersuchungen bei 10 GHz durchgeführt.

Bild 4-32 zeigt im Vergleich die Richtcharakteristiken in der Ebene $\varphi = 0$ einer Konus-Winkelreflektorantenne gegenüber einer Winkelreflektorantenne mit Einkopplung durch eine Platte ähnlich Bild 4-28 b). Eine bemaßte Skizze des verwendeten Konushorns ist im Anhang zu finden.

Die Gewinnsteigerung der Konusantenne in Hauptstrahlrichtung beträgt etwa 2 dB, die Nebenkeulen unterscheiden sich nicht sehr stark voneinander. Da es mit dem vorhandenen mechanischen Aufbau nicht möglich war, in anderen als der oben beschriebenen Ebene zu messen, wurden die weiteren Untersuchungen im Originalfrequenzbereich bei 600 GHz durchgeführt. Bild 4-33 zeigt den verwendeten Meßaufbau.

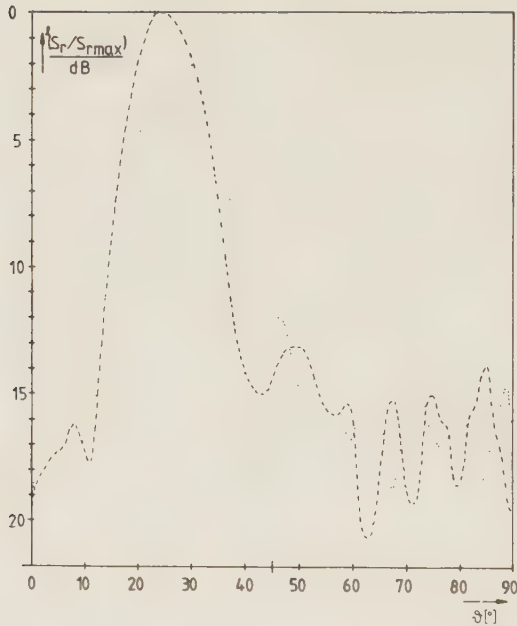


Bild 4-32: Vergleich der Richtcharakteristiken der Konus-Winkelreflektorantenne (gestrichelt) und der Winkelreflektorantenne (gepunktet)

Als Submm-Wellenquelle wird ein sog. optisch gepumpter Submillimeterwellenlaser oder Ferninfrarotlaser verwendet. Der CO_2 -Pumplaser liefert etwa 12 bis 15 Watt Pumpleistung. Als laseraktives Medium wird im betrachteten Frequenzbereich um 600 GHz ausschließlich Ameisensäure (HCOOH) verwendet. Tabelle 4-2 enthält die möglichen, interessierenden Linien mit den dazugehörigen CO_2 -Pumplinien und den ungefähren Werten der Submm-Ausgangsleistungen.

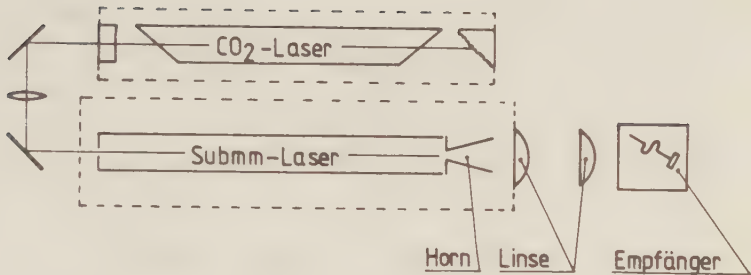


Bild 4-33: Aufbau eines 600 GHz-Meßsystems

Submm-Linie		CO ₂ -Pumplinie	Submm-Ausgangsleistung
$\lambda/\mu\text{m}$	f/GHz		P/mW
513	584,8	9R28	2
433	693,3	9R20	5
418	716,6	9R22	4
394	762,2	9R18	1,5

Tabelle 4-2: Daten des 600 GHz-Meßsystems

Die Auskopplung der Submm-Leistung erfolgt über ein konisches Horn mit einem Aperturdurchmesser von 7,4 mm. Mit den aus dem Anhang ersichtlichen, sonstigen Abmessungen und der Annahme, daß im Horn ausschließlich die H₁₁-Welle angeregt wird, ergibt sich bei einer Wellenlänge von 500 μm ein Gewinn von 31 dB und eine 3 dB-Keulenbreite von 4,2° in der E-Ebene und von 5,2° in der H-Ebene /35/.

Eine Kunststofflinse (Material TPX) mit einer Brennweite von 109 mm bildet den Vakuumabschluß des Lasergehäuses und erzeugt einen Quasi-Parallelstrahl. Mit Hilfe einer weiteren in Strahlrichtung verschiebbaren Linse kann für den jeweiligen Anwendungsfall eine Fokussierung erfolgen.

Zur Messung der Richtcharakteristik wird der Empfänger als HF-Detektor verwendet. Die vorhandenen, geringen Leistungs-

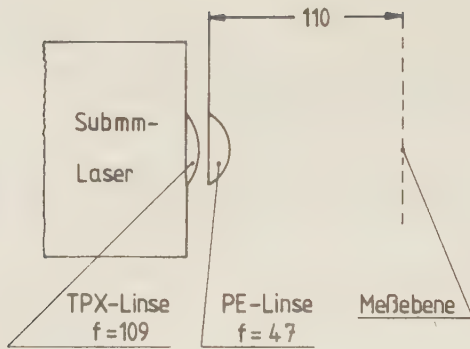


Bild 4-34: Meßaufbau zur Ermittlung der Richtcharakteristik einer Konus-Winkelreflektorantenne bei 600 GHz

lichten gewährleisten ein Arbeiten im sog. quadratischen Bereich, in dem die Richtspannung proportional zur HF-Leistung ist. Der Meßaufbau ist in Bild 4-34 dargestellt. Bei der Wahl der Meßebeene muß ein Kompromiß zwischen der erreichbaren Dynamik und der Erfüllung der Fernfeldbedingung eingegangen werden. Der Abstand der Meßebeene vom Brennpunkt des Strahls beträgt etwa 50 mm.

Die Bilder 4-35 und 4-36 zeigen die bei $\lambda = 513 \mu\text{m}$ gemessenen Richtcharakteristiken für eine Antenne mit Konus entsprechend Bild 4-1 und eine Antenne ohne Konus. Ansonsten sind beide Anordnungen bis auf unvermeidliche, geometrische Toleranzen gleich, d.h. es werden gleiche Dioden und gleiche Whisker verwendet.

Der Abstand des 90° -Winkelreflektors wurde jeweils auf maximale Richtspannung beim Empfang in Hauptstrahlrichtung eingestellt.

Die Messungen erfolgten einmal in der E-Ebene ($\varphi = 0$) und in einer Ebene $\varphi_{\text{NM}} = \text{const} \neq 0$, in der das größte Nebenmaximum ($\vartheta \approx 40^\circ$) liegt. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrien fallen diese zweiten Ebenen in den beiden Anordnungen nicht zusammen.

Für die Antenne ohne Konus ergibt sich ein Winkel $\varphi_{\text{NM}} = 19^\circ$, gegenüber einem theoretischen Wert von 26° . Dieser Unterschied kann z.B. dadurch entstehen, daß der Whiskerdraht

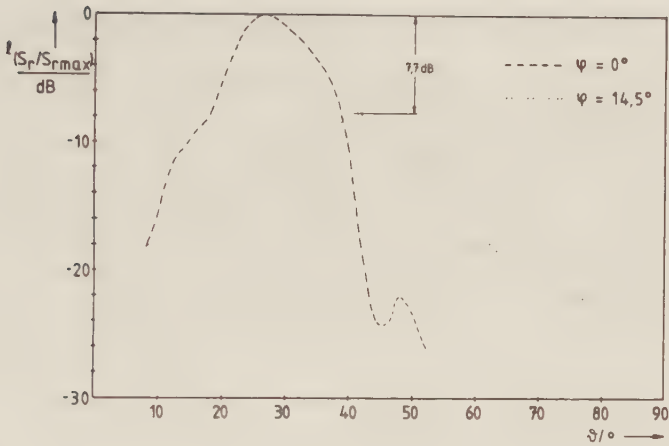


Bild 4-35: Richtcharakteristik einer Konus-Winkelreflektor-
antenne bei 600 GHz für verschiedene Ebenen

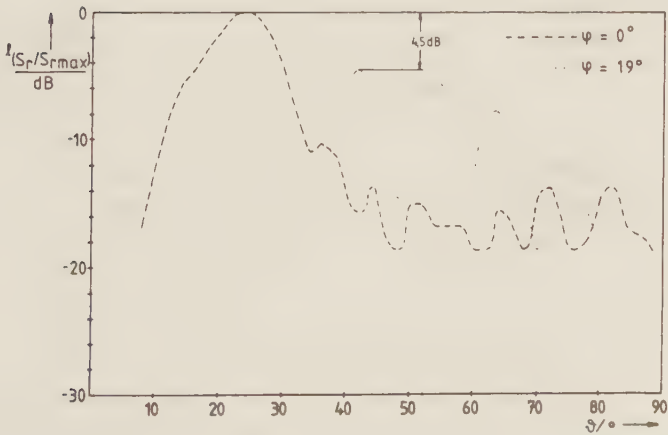


Bild 4-36: Richtcharakteristik einer Winkelreflektorantenne
bei 600 GHz für verschiedene Ebenen

nicht exakt parallel zum Scheitel des Reflektors ausgerichtet ist.

Die Konusantenne hat das höchste Nebenmaximum bei $\varphi = 14,5^\circ$ und $\vartheta = 40^\circ$.

Der auffälligste und wichtigste Unterschied liegt aber in der Höhe und der Anzahl der Nebenmaxima. Während die Antenne ohne Konus 3 relevante Nebenmaxima, die 4,5 , 5,5 und 8 dB unterhalb des Hauptmaximums liegen, besitzt, weist die Konusantenne nur ein, wenn auch breiteres, Nebenmaximum 7,7 dB unterhalb ihres Hauptmaximums auf. Insgesamt gesehen kann man auch ohne die genauen Zahlenwerte feststellen, daß die Leistung in den Nebenkeulen im Falle der Konus-Antenne sicherlich geringer sein wird.

Die Gewinnsteigerung in Hauptstrahlrichtung der Konus-Antenne beträgt etwa 3,5 dB.

Im nächsten Abschnitt wird durch die Messung des Umgebungszusammenhanges gezeigt, daß diese Verbesserung im wesentlichen auf einer günstigeren Antennencharakteristik, d.h. auf einer Erhöhung des Wirkungsgrades η_2 und weniger auf einer Verbesserung der Drahtwelleneinkopplung, die sich in η_1 niederschlagen würde, beruht.

4.4 Messung des Umgebungsnetzwerkes der Diode am Modell

Die Kenntnis des Umgebungsnetzwerkes der Diode ist für die theoretische Berechnung von Mischerschaltungen unabdingbare Voraussetzung. Neben den Diodenparametern bestimmen die Umgebungsimpedanzen entscheidend die Mischereigenschaften. Wie bereits früher erwähnt, muß zur Messung dieser Impedanzen in einen tieferen Modellfrequenzbereich von einigen GHz ausgewichen werden. Im vorliegenden Fall wurde ein Vergrößerungsfaktor p von 100 verwendet. Bei einer Submm-Wellenfrequenz von etwa 600 GHz liegt damit die Grundfrequenz im Modellbereich bei 6 GHz.

Zur eigentlichen Messung wird die Diode durch ein Semi-Rigid-Koaxialkabel ersetzt. Die am Ende des Kabels nach außen gemessene Impedanz entspricht dann bis auf geringfügige Korrekturen der Impedanz, die die Diode als Umgebungsimpedanz sieht.

Der Diodenchip selbst wird dabei, wie in Bild 4-37 gezeigt, durch einen Metallklotz ersetzt. Da die relevanten Abmessungen

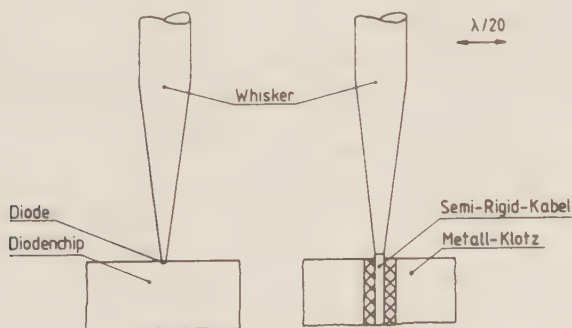


Bild 4-37: Vergleich von Original und Modell zur Messung des Umgebungsnetzwerkes der Diode

gen klein gegen die Wellenlänge sind, können die unterschiedlichen Durchmesser von Koaxialkabel und Diode, sowie der Einfluß des Kabeldielektrikums durch Streukapazitäten berücksichtigt werden.

Held /36/ hat für eine ähnliche, geometrische Konfiguration

gezeigt, daß die Streufelder resultierend durch eine zur Diode parallele Kapazität von etwa $0,6 \text{ fF}$ beschrieben werden können. Da im vorliegenden Fall die Größenunterschiede geringer sind als bei Held (Faktor 8 gegenüber Faktor 20 bei Held im Verhältnis von Kabeldurchmesser zu Diodendurchmesser), sind noch kleinere Werte für die Korrekturkapazität zu erwarten. Es ist also anzunehmen, daß diese in derselben Größenordnung liegt, wie die Toleranzen, mit der die Sperrschichtkapazität überhaupt gemessen werden kann.

Aus diesem Grund wurde auf eine Berücksichtigung der Korrekturen verzichtet, und die am Ende des Koaxialkabels mit Hilfe eines Netzwerkanalysators gemessene Impedanz als Umgebungsimpedanz der Diode angenommen.

Zu Vergleichszwecken wurden die Umgebungsimpedanzen der Diode bei verschiedenen Antennenformen ermittelt /74/.

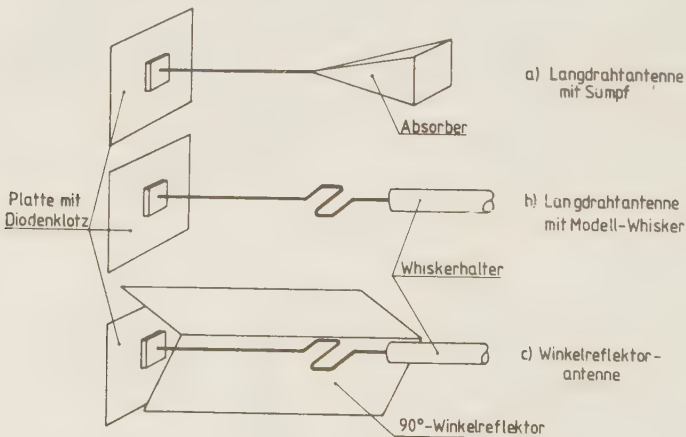


Bild 4-38: Verschiedene Antennenformen zur Messung des Umgebungsnetzwerkes der Diode

Bild 4-39 zeigt die Real- und Imaginärteile der Umgebungsimpedanzen der in Bild 4-38 dargestellten Anordnungen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Wie man sieht, unterscheiden sich die Werte für die verschiedenen Konfigurationen nicht sehr stark voneinander. Dies ist besonders im Fall der Winkelreflektorantenne bemerk-

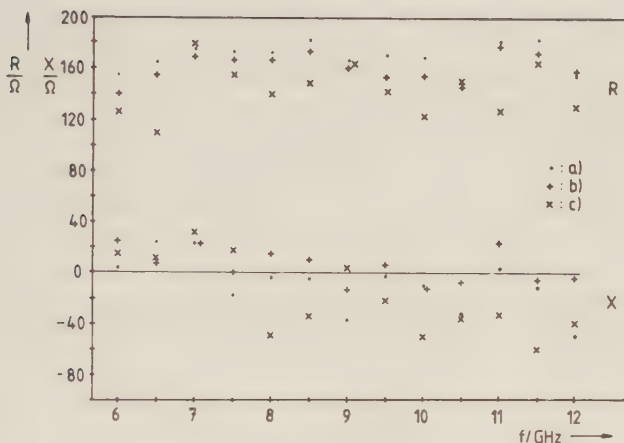


Bild 4-39: Realteil und Imaginärteil der Umgebungsimpedanz der Diode für verschiedene Antennenformen

kenswert, da der metallische Reflektor doch eine starke Veränderung der geometrischen Verhältnisse mit sich bringt. Hervorzuheben ist ferner die relativ geringe Frequenzabhängigkeit der Impedanzen im Vergleich z.B. zu Hohlleiterschaltungen, wie im nächsten Kapitel zu sehen sein wird.

Die Blindanteile sind klein und schwanken mit etwa $\pm 30 \Omega$ um den Nullpunkt. In erster Näherung kann das Umgebungsnetzwerk der Diode für die vorliegenden Verhältnisse als rein reell mit einem frequenzunabhängigen Wirkwiderstand von etwa 160Ω angesehen werden.

Einen deutlich niedrigeren Realteil bei unverändertem Imaginärteil erhält man bei Verwendung einer Quasi-Doppelkonusantenne entsprechend Bild 4-29. Wie man aus Bild 4-40 erkennen kann, liegt der Widerstand im Mittel bei etwa 100Ω . Bezogen auf den Wellenwiderstand des Koaxkabels von 50Ω bedeutet dies eine deutlich bessere Anpassung zwischen der Drahtwelle und der TEM-Welle des Kabels, was ja durch die Verwendung des zusätzlichen Trichters gerade beabsichtigt wird.

Die im letzten Abschnitt aufgetauchte Frage, worin die günstigeren Empfangseigenschaften der Konus-Winkelreflektorantennen

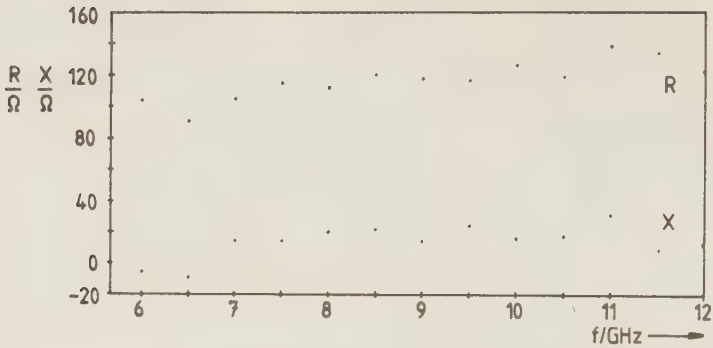


Bild 4-40: Umgebungsimpedanz der Diode für eine Quasi-Doppelkonusantenne

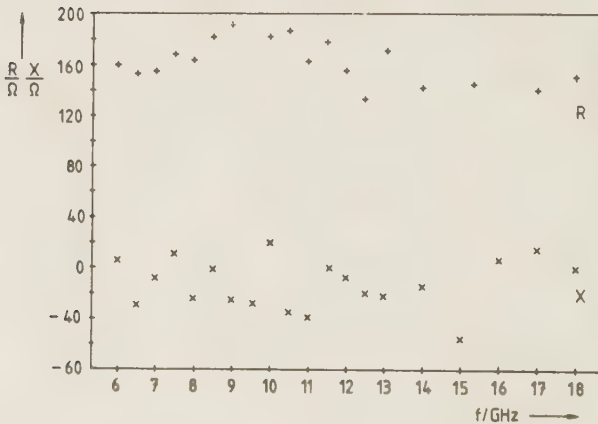


Bild 4-41: Umgebungsimpedanz der Diode für eine Konus-Winkelreflektorantenne

tenne begründet sind, läßt sich aus der in Bild 4-41 dargestellten Umgebungsimpedanz dieser Anordnung beantworten. Die Impedanzverhältnisse sind in etwa die gleichen, wie bei den Antennen ohne Konusausschnitt. Diese Verschlechterung in Bezug auf die Anpassung gegenüber dem Vollkonus liegt zum einen sicherlich darin begründet, daß wegen der Notwendig-

keit des Winkelreflektors nur ein 90° -Konusausschnitt verwendet werden kann.

Zum anderen verhindert der am Fuß des Konus befestigte Diodenchip, daß der Konus exakt spitz zulaufen kann. Eine Verbesserung ließe sich hier unter Umständen erreichen, wenn man den Chip auf einen Pfosten lötet, und beide zusammen in der Drehbank auf einen kleineren Durchmesser abschleift. Da dabei natürlich die Gefahr sehr groß ist, daß die Diode verloren geht oder zerstört wird, wurde auf diese Möglichkeit aus Kostengründen verzichtet.

Bild 4-42 soll die so möglichen Änderungen der Geometrie verdeutlichen.

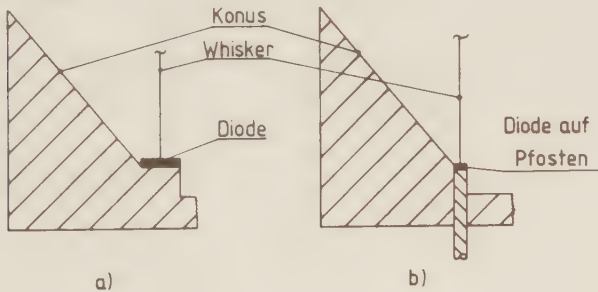


Bild 4-42: a) Geometrie der realisierten Version
b) Reduzierung des Diodenchipdurchmessers
zur Verbesserung der Einkopplung

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß die im letzten Abschnitt beschriebenen Verbesserungen der Konus-Winkelreflektorantenne im wesentlichen auf einer günstigeren Strahlungscharakteristik, d.h. auf weniger und niedrigeren Nebenkeulen beruhen.

4.5 Theoretische Bestimmung der Eigenschaften quasioptischer Mischer

Die Kenntnis des Umgebungsnetzwerkes der Diode sowie der Diodenparameter erlaubt unter Verwendung des im dritten Kapitel beschriebenen Mischeranalyseprogramms die theoretische Berechnung der Eigenschaften quasioptischer Mischer. Für die Umgebungsimpedanzen bei den einzelnen Harmonischen $n \cdot f_p$ der Lokaloszillatorfrequenz wurden folgende Werte, die aus den am Modell gemessenen Daten extrapoliert wurden, in das Programm eingegeben.

n	$\text{Re}[Z_e(nf_p)]/\Omega$	$\text{Im}[Z_e(nf_p)]/\Omega$
1	160	6
2	155	-6,7
3	150	0
4	150	0
5	150	0
6	150	0
7	150	0
8	150	0

Tabelle 4-3: Umgebungsimpedanzen bei den einzelnen Harmonischen des Lokaloszillators

Da das Programm standardmäßig 8 LO-Harmonische berücksichtigt, am Modell aber nur bei den 3 niedrigsten gemessen werden konnte, wurden für die vierte bis achte Harmonische die Werte der dritten angesetzt.

Dieses Vorgehen scheint aus 2 Gründen gerechtfertigt. Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, variieren die Umgebungsim-

pedanzen über einen weiten Frequenzbereich nur relativ wenig, so daß auch bei den höheren Harmonischen keine gravierenden Änderungen zu erwarten sind. Ferner werden, wie später noch gezeigt wird, die Mischereigenschaften im wesentlichen vom Verhalten der ersten und zweiten Harmonischen bestimmt. Dies liegt auch mit darin begründet, daß bei höheren Frequenzen der Einfluß der Sperrschichtkapazität in Form eines kapazitiven Nebenschlusses immer stärker in Erscheinung tritt.

Wegen der Breitbandigkeit der Impedanzen und des sehr großen Unterschieds zwischen Signal-bzw. LO-Frequenz von 600 GHz und der Zwischenfrequenz von 2 GHz wurden die Umgebungsimpedanzen bei den einzelnen Seitenbändern $f_n = f_0 + n \cdot f_p$ gleich den Werten bei der jeweiligen Harmonischen der LO-Frequenz $n \cdot f_p$ gesetzt.

Für die Diodenparameter wurden folgende Werte zugrundegelegt:

Idealitätsfaktor	n	1,19
Diffusionsspannung	U_D	1,1 V
Exponent im $C(U)$ -Gesetz	γ	0,5
Sättigungsstrom	I_S	$1 \cdot 10^{-16}$ A
Nullvoltkapazität	C_0	$5 \cdot 10^{-15}$ F
Serienwiderstand	R_{DC}	8 Ω
Temperatur	T	293 K

Tabelle 4-4: Werte der Diodenparameter

Die Frequenzabhängigkeit des Serienwiderstandes aufgrund des Skineffekts wird durch die folgende Gl. beschrieben:

$$\frac{R_s}{\Omega} = 8 + 5 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{f}{\text{Hz}}} \quad (4.67)$$

Die Quasi-Mott-Charakteristik der Sperrschichtkapazität der verwendeten Diode SD 014 wird dadurch berücksichtigt, daß für negative Diodenspannungen der Wert gleich der Nullvoltkapazität C_0 gesetzt wird, während für positive Spannungen ein Verlauf entsprechend Gl. (2.2) angenommen wird:

$$\frac{C_j}{fF} = \begin{cases} 5 \cdot \left(1 - \frac{u_d}{1,1 \text{ V}}\right)^{-1/2} & u_d \geq 0 \\ 5 & u_d < 0 \end{cases} \quad (4.68)$$

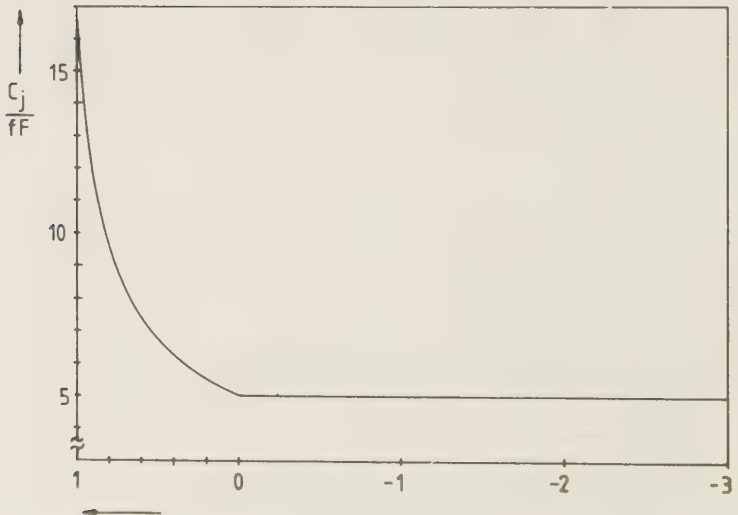
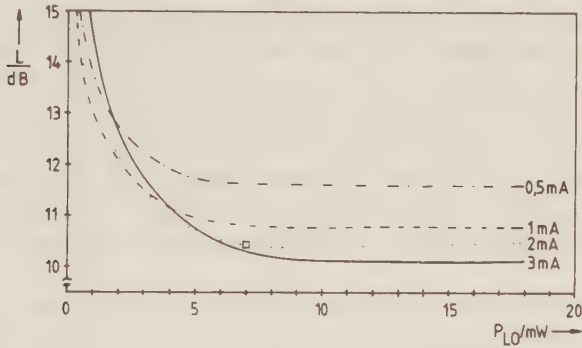
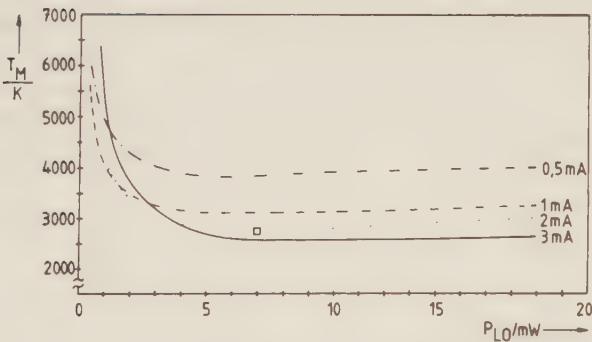


Bild 4-43: Für die Analyse angenommener Verlauf der Sperrschichtkapazität

Bild 4-43 zeigt den so erhaltenen Verlauf der Sperrschichtkapazität in Abhängigkeit von der Diodenspannung.



a)



b)

Bild 4-44: Konversionsverlust a) und effektive Rauschtemperatur b) von quasioptischen Mischern in Abhängigkeit von der LO-Leistung (Parameter = Richtstrom)

Das Programm ist so angelegt, daß im Verlauf der Großsignalanalyse die LO-Spannung bei fester Gleichvorspannung so lange verändert wird, bis sich ein vorgegebener Dioden-Richtstrom mit einer gewissen Genauigkeit eingestellt hat. Die LO-Leistung ist dann durch die beiden Vorgaben festgelegt und ergibt sich als Ergebnis der Großsignalanalyse. Die Bilder 4-44 a) und 4-44 b) zeigen den mit Hilfe des Pro-

gramms berechneten Konversionsverlust bzw. die effektive Einseitenband-Mischerrauschtemperatur in Abhängigkeit der LO-Leistung für verschiedene Richtströme.

Bemerkenswert ist, daß sich die Eigenschaften für LO-Leistungen größer als 7 mW nur noch unwesentlich ändern. Die jeweiligen Minima werden für steigende Richtströme kleiner, wobei bei etwa 3 mA ein breites Optimum erreicht ist. Auffallend ist ebenfalls, daß sich die Kurven für kleine LO-Leistungen schneiden. Das bedeutet, daß in diesem Bereich eine optimale Einstellung der Richtströme nötig ist, was experimentell an anderer Stelle /40/ bereits festgestellt wurde.

Um einen Anhaltspunkt für den Einfluß der einzelnen Größen auf die Mischereigenschaften zu gewinnen, wurden für den in Bild 4-44 mit einem Kästchen gekennzeichneten Arbeitspunkt die verschiedenen Parameter jeweils einzeln innerhalb physikalisch sinnvoller Grenzen variiert. Aus Tabelle 4-5 sind die Änderungen der einzelnen Größen sowie die Auswirkungen auf die Mischereigenschaften ersichtlich. Werden für alle Variablen die Nominalwerte verwendet, so errechnet sich ein Konversionsverlust von 10,46 dB und eine Rauschtemperatur von 2740 K.

Variable	Ausgangswert	geänderter Wert	L/dB	T/K
n	1,19	1,0	10,37	1889
U_D	1,1 V	1,0 V	10,6	3718
γ	0,5	0,4	10,36	2373
C_O	5 fF	2 fF	7,0	842
I_s	0,1 fA	0,5 fA	10,5	2885
R_{DC}	8 Ω	4 Ω	10,1	2467
$Re[Z_e(f_p)]$	160 Ω	60 Ω	8,34	1410
$Re[Z_e(2f_p)]$	155 Ω	75 Ω	10,36	2676
$Im[Z_e(f_p)]$	6 Ω	-100 Ω	12,2	4200
$Im[Z_e(2f_p)]$	-6,7 Ω	-100 Ω	10,46	2740

Tabelle 4-5 : Einfluß verschiedener Parameter auf die Mischereigenschaften

Deutlich ist der überragende Einfluß der Sperrschichtkapazität zu erkennen. Werte von $C_O = 2$ fF stellen den momentanen Stand der Technik für Submillimeterwellen-Dioden dar. Allerdings geht die Reduzierung der Kapazität aus technologischen Gründen einher mit einer Erhöhung des Serienwiderstandes, die die erzielbaren Werte wieder verschlechtert.

Eine Rechnung mit $R_{DC} = 12 \Omega$ und $C_O = 2$ fF bei sonst unveränderten Daten ergab Werte von 7,2 dB für den Konversionsverlust und 940 K für die Mischerrauschtemperatur.

Daneben ist aber aus Tabelle 4-5 auch deutlich zu erkennen, daß durch Erniedrigung des Eingangswiderstandes $Z_e(f_p)$ bei der ersten Harmonischen eine deutliche Verbesserung zu erzielen ist. Neben diesen beiden Größen spielen die restli-

chen Parameter eine mehr oder weniger untergeordnete Rolle; insbesondere ist das Umgebungsnetzwerk bei den höheren Harmonischen ohne gravierenden Einfluß.

Die errechneten Werte sind in guter Übereinstimmung mit den in diesem Frequenzbereich aus der Literatur bekannten Daten. Röser u.a. /37/ erreichten bei einer Frequenz von 693 GHz einen Konversionsverlust von 12 dB und eine Mischerrauschtemperatur von 6100 K.

Der Gesamtkopplungswirkungsgrad für quasioptische Empfänger mit Langdrahtantenne und 90° -Winkelreflektor wird allgemein kleiner als 50% angenommen /38/. Ein Wert von 28% scheint aufgrund der in den letzten Abschnitten dargelegten Erkenntnisse angemessen zu sein.

Wie wir im Abschnitt 4.3.4 gesehen haben, liegt der Wirkungsgrad η_2 bestenfalls bei etwa 60%. Die Eingangsimpedanz der Mischerschaltung, die man als Ergebnis der Analyse erhält, ergibt zusammen mit der Eingangsimpedanz der Antenne (=Umgebungsimpedanz) einen Wirkungsgrad η_1 , der ebenfalls in der Größenordnung von 60% liegt. Schlägt man für zusätzliche Verluste aufgrund von Justierfehlern sowie nichtidealer Spiegel noch 1 dB auf, so gelangt man zu einem Gesamtwirkungsgrad von 28% bzw 5,5 dB Einkoppelverlust. Geht man davon aus, daß mit den besten Dioden ein Konversionsverlust von ca. 7 dB für den eigentlichen Mischer erreichbar ist, so erhält man einen Gesamtkonversionsverlust von ca. 12,5 dB, gegenüber 12 dB bei Röser.

Da das Mischeranalyseprogramm nicht die im Abschnitt 2.6 erwähnten Rauschanteile aufgrund von Gitterstreuung durch Phononen in GaAs berücksichtigt, dürfte ein Wert von 1200 K für die Rauschtemperatur des Mixers realistisch sein. Der Einfluß der Einkoppeldämpfung auf die Empfängerrauschtemperatur kann anhand der Ersatzschaltung nach Bild 4-45 abgeleitet werden. Wegen der Breitbandigkeit der Anordnung muß die Spiegelfrequenz ebenfalls mit berücksichtigt werden. Allerdings können aus dem gleichen Grund sowohl der Konversionsverlust als auch die Einkoppeldämpfung bei beiden Frequenzen als gleich angenommen werden.

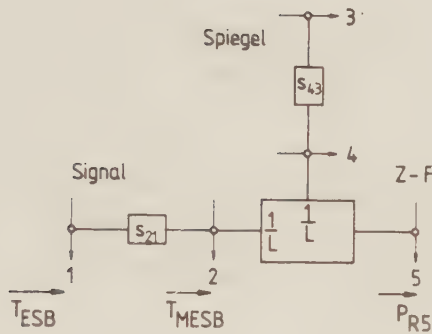


Bild 4-45: Ersatzschaltung zur Bestimmung der Empfänger-rauschtemperatur

Die gesamte vom Mischer erzeugte Rauschleistung wird durch die effektive Einseitenbandrauschtemperatur T_{MESB} beschrieben.

Für die gesamte Rauschleistung P_{R5} am Zf-Ausgang gilt:

$$P_{R5} = \frac{k \Delta f}{L} \left[T_0 (1 - |s_{21}|^2) + T_0 (1 - |s_{43}|^2) + T_{MESB} \right] \quad (4.69)$$

mit $T_0 = 293 \text{ K}$ = Körpertemperatur von Mischer und Umgebung.

Mit $|s_{21}|^2 = |s_{43}|^2 = a$ erhält man schließlich:

$$P_{R5} = \frac{k \Delta f}{L} \left[2 T_0 (1-a) + T_{MESB} \right]. \quad (4.70)$$

Andererseits gilt für die meßtechnisch einzig erfaßbare effektive Einseitenbandrauschtemperatur T_{ESB} , die sowohl das eigentliche Mischerrauschen als auch die Anteile, die durch die verlustbehaftete Einkopplung hinzukommen, umfaßt:

$$P_{R5} = \frac{k \Delta f}{L} |s_{21}|^2 T_{ESB} = \frac{k \Delta f}{L} a T_{ESB} \quad (4.71)$$

Gleichsetzen von (4.70) und (4.71) liefert:

$$T_{ESB} = \frac{2 T_o (1 - a) + T_{MESB}}{a}, \quad (4.72)$$

mit $a = 0,28$ und $T_{MESB} = 1200$ K erhält man:

$$T_{ESB} = 5770 \text{ K.}$$

Dieses Ergebnis liegt im Rahmen der hier gemachten überschlägigen Berechnung in guter Übereinstimmung mit dem von Röser gemessenen Wert von 6100 K.

Bemerkenswert dabei ist, daß sich die Rauschtemperatur aufgrund der Einkoppelverluste gegenüber der des eigentlichen Mischers fast verfünffacht. Es muß daher vornehmliches Ziel aller Bemühungen sein, die Einkopplung effektiver zu machen, wozu diese Arbeit einen Beitrag leisten soll.

Die unter Verwendung der Konus-Winkelreflektorantenne erreichbare Reduzierung der Verluste ist selbst bei vorsichtiger Prognose größer als 1 dB. Geht man also von einer Erniedrigung der Dämpfung von 5,5 auf 4,5 dB aus, so ergibt sich eine Verminderung der Gesamtrauschtemperatur von 5770 K auf 4460 K. Bei einer durchaus im Bereich des möglichen liegenden Verbesserung um 2 dB reduziert sich die Rauschtemperatur auf 3420 K.

Diese mit vergleichsweise einfachen Mitteln erreichbaren Verbesserungen dürften vor allem für radioastronomische Anwendungen, bei denen es auf höchste Empfindlichkeit der Empfänger ankommt, besonders interessant sein.

Da das Analyse-Programm auch die Zeitverläufe der Großsignalgrößen ermittelt, sind in Bild 4-46 exemplarisch für einen Arbeitspunkt (in Bild 4-44 mit einem Kästchen gekennzeichnet) die zeitlichen Verläufe des Diodenleitwerts, der

Sperrschichtkapazität, der Diodenspannung sowie des Gesamtstroms durch die Diode für eine Periode T_{LO} der LO-Grundschiwingung dargestellt.

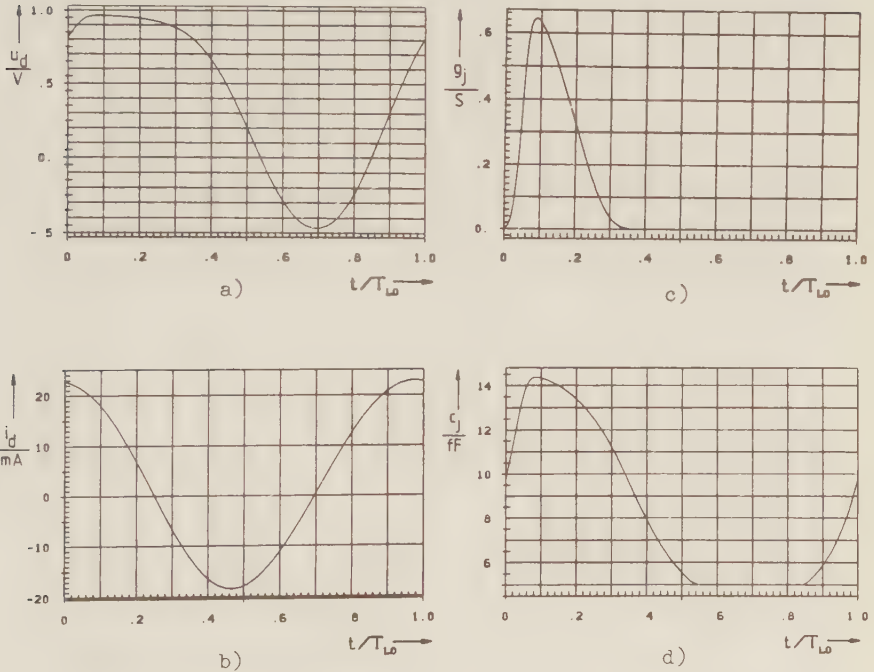


Bild 4-46: Zeitlicher Verlauf von a): Diodenspannung b): Diodenstrom c): Diodenleitwert d): Sperrschichtkapazität für eine Periode T_{LO} der LO-Grundschiwingung

4.6 Experimentelle Ergebnisse eines quasioptischen Empfängers

Um die in den letzten Abschnitten angeführten Verbesserungen der Konus-Winkelreflektorantenne gegenüber der Winkelreflektorantenne experimentell bestätigen zu können, wurden beide Versionen als Videodetektoren eingesetzt und ihre Empfindlichkeit gemessen. Der Aufbau des Empfängers mit Konus-Winkelreflektorantenne entspricht dem in Bild 4-1 dargestellten, während sich der Detektor mit Winkelreflektorantenne nur durch den Wegfall des 40° -Konus unterscheidet. Ansonsten wurde versucht, beide Exemplare exakt gleich aufzubauen; insbesondere wurden gleiche Diodentypen und gleiche Whisker verwendet.

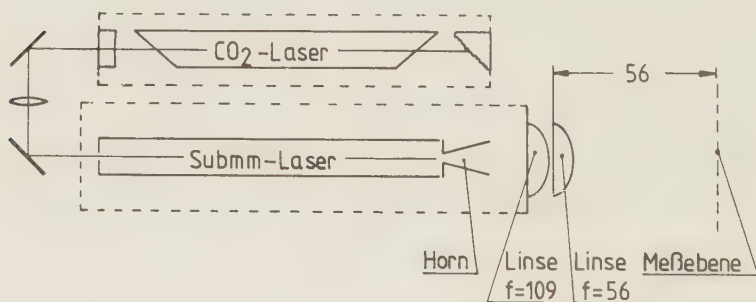


Bild 4-47: Meßaufbau zur Bestimmung der Empfindlichkeit als Videodetektor

Mit dem in Bild 4-47 gezeigten Meßaufbau wurden bei einer Wellenlänge von $513 \mu\text{m}$ folgende Empfindlichkeiten gemessen:

	Richtspannung	Leistung	Empfindlichkeit
Konus-Antenne	200 mV	1,3 mW	150 V/W
Winkelr.-Antenne	100 mV	1,3 mW	75 V/W

Tabelle 4-6: Empfindlichkeiten realisierter Detektoren

Zur Erzielung der höchsten Empfindlichkeit wurde durch Einspeisen eines Gleichstroms von etwa $0,5 \mu\text{A}$ aus einer hochohmigen Quelle ($R_i = 1 \text{ M}\Omega$) die Diode auf ca. $0,65 \text{ V}$ vorgespannt.

Die Bestimmung der Gleichstromparameter mittels des im Anhang beschriebenen Verfahrens ergab folgende, innerhalb der Meßgenauigkeit für beide Dioden übereinstimmende, Werte:

$$\begin{aligned} n &= 1,15, \\ I_S &= 3 \cdot 10^{-16} \text{ A}, \\ R_{DC} &= 8,5 \Omega. \end{aligned}$$

Die Messung der Submillimeterwellen-Leistung erfolgte mit einem Kalorimeter vom Typ C-E3 der Fa. Parzich /75/. Dieses Instrument ist für das Hohlleiterband von 60 - 90 GHz ausgelegt und kann bei quasioptischer Einkopplung durch ein Pyramidenhorn und Berücksichtigung von Korrekturfaktoren bis zu Frequenzen von 1 THz und darüberhinaus verwendet werden. Wie man aus Tabelle 4-6 entnehmen kann, konnte die Empfindlichkeit durch Verwendung der Konus-Winkelreflektorantenne um 3 dB gegenüber dem Detektor mit Winkelreflektorantenne gesteigert werden.

Die absoluten Werte für die Videoempfindlichkeit kommen mit 150 V/W bzw. 75 V/W nicht an die besten aus der Literatur bekannten Ergebnisse von ca. 240 V/W heran /40/. Die dort verwendeten Dioden weisen allerdings für den betrachteten Frequenzbereich günstigere Werte von 10Ω für den Serienwiderstand und 2 fF für die Nullvoltkapazität auf. Im Gegensatz dazu handelt es sich bei der hier verwendeten Diode um ein Exemplar, das vom Aufbau her für den Frequenzbereich um

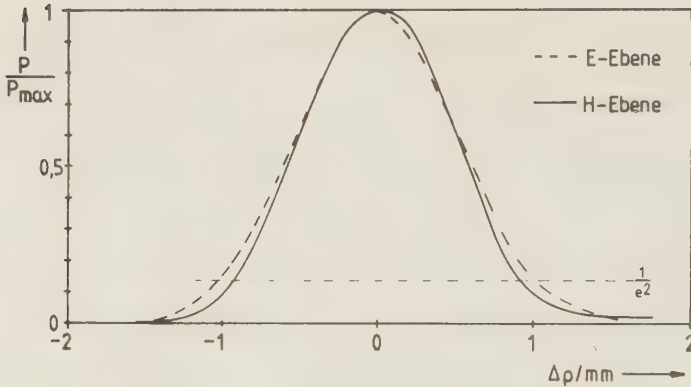


Bild 4-48: Leistungsverteilung des Submm-Wellenstrahls am Ort des Empfängers

140 GHz vorgesehen ist.

Bild 4-48 zeigt die Leistungsverteilung des verwendeten Submillimeterwellen-Strahls in 2 Querschnittsebenen am Ort des Empfängers. Die Messung erfolgte mit einer Golay-Zelle, deren Empfangsöffnung durch eine metallische Blende auf 0,5 mm begrenzt wurde.

Aufgrund der unterschiedlichen Keulenbreiten in den beiden zueinander senkrechten Ebenen des Auskoppelhorns im Submm-Wellenlaser ist der Strahl nicht exakt rotationsymmetrisch. Der Taillenradius w_0 beträgt 0,9 mm in der H-Ebene und 1 mm in der E-Ebene. Taillenradius und Fernfeldöffnungswinkel Θ sind über folgende Beziehung verknüpft:

$$\Theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (4.73)$$

Damit ergeben sich folgende Fernfeldöffnungswinkel:

$$\begin{aligned} \Theta_E &= 9,4^\circ, \\ \Theta_H &= 10,4^\circ. \end{aligned}$$

Im Vergleich zu den theoretischen Berechnungen für den Fall der Winkelreflektorantenne mit einem flachen Maximum des Kopplungswirkungsgrades η_2 bei 12° , liegen die gemessenen

Werte generell etwas niedriger.

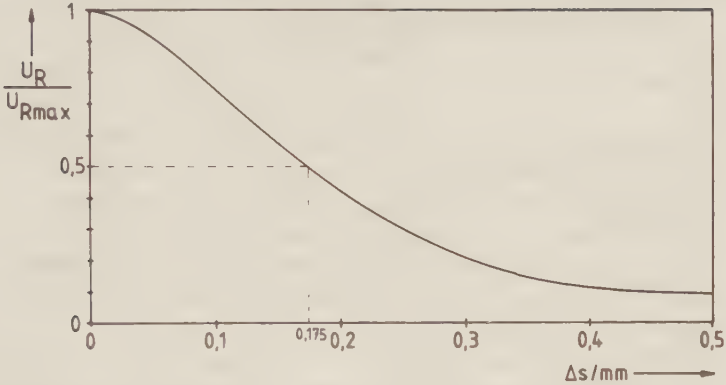


Bild 4-49: Änderung der Videoempfindlichkeit bei Vergrößerung des Abstandes des Winkelreflektors

Neben der relativ unkritischen Antennenlänge ist der Abstand des Winkelreflektors die wesentliche wellenlängenabhängige geometrische Größe des verwendeten Empfängerkonzepts.

Um seinen Einfluß zu ermitteln, wurde die Richtspannung des Videodetektors als Funktion des Reflektorabstandes gemessen.

Aus Bild 4-49 ist ersichtlich, daß bei einer Vergrößerung des Abstandes um 0,175 mm gegenüber dem Optimalwert die Empfindlichkeit auf die Hälfte abgefallen ist. Bezogen auf den Nominalabstand von $s = 1,2\lambda = 0,6$ mm bedeutet dies eine Abweichung von 29%. Wegen des linearen Zusammenhangs zwischen Wellenlänge und optimalem Abstand erhält man dieselben Verhältnisse, wenn man den Abstand unverändert läßt und die Wellenlänge um 29% verkleinert.

Die räumliche Ausdehnung der Whiskerschlaufen verhindert im vorliegenden Aufbau leider die Messung der Charakteristik bei einer Verringerung des Abstandes. Geht man davon aus, daß näherungsweise symmetrisches Verhalten vorliegt, so ergibt sich eine 3 dB-Breite bezogen auf die Wellenlänge von ca. 60%, mit Sicherheit ist sie aber größer als 30%.

5. Empfänger mit Harmonischen-Mischer in Hohlleitertechnik für den Submillimeterwellen-Bereich

5.1 Überblick

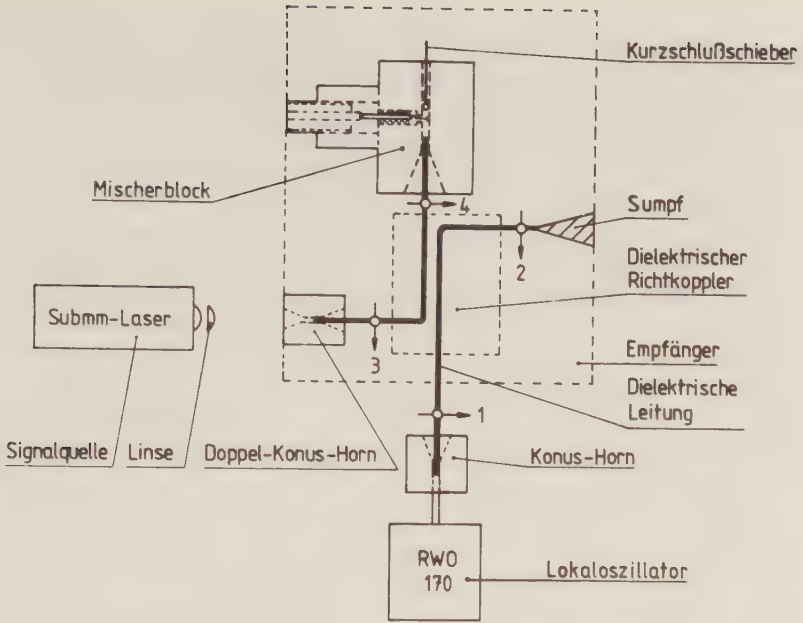
In diesem Kapitel wird ein Empfänger, der mit einem Harmonischen-Mischer in Hohlleitertechnik aufgebaut ist, beschrieben und untersucht. Die Pumpfrequenz liegt im Bereich von 140 - 150 GHz, die Signalfrequenz bei 560 - 600 GHz. Es wird also die vierte Harmonische der Pumpfrequenz für den Mischvorgang ausgenutzt. Die Einkopplung von Signal und LO erfolgt über einen dielektrischen Richtkoppler, bei dem der große Unterschied zwischen beiden Frequenzen gezielt ausgenutzt wird. Die Eigenschaften dielektrischer Leitungen und Richtkoppler im Millimeter- und Submillimeterwellen-Bereich werden untersucht und meßtechnisch ermittelt. Theoretische Untersuchungen an Harmonischen-Mischern sollen insbesondere den Einfluß des Umgebungsnetzwerkes der Diode darlegen. Experimentelle Ergebnisse eines realisierten Aufbaus beschließen dieses Kapitel.

5.2 Aufbau des Empfängers

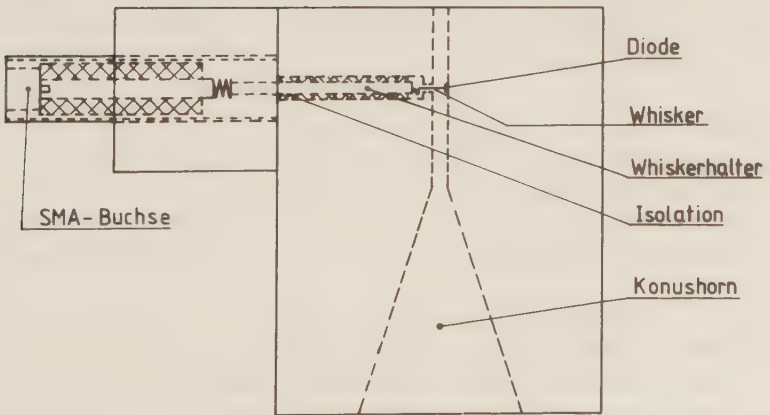
Der Aufbau des untersuchten Empfängers ist in Bild 5-1 dargestellt. Kernstück der gesamten Anordnung ist der Mischerblock, der in Hohlleitertechnik mit Hohlleiterabmessungen von 1,3 mm × 0,65 mm entsprechend dem Normhohlleiter für das sog. G-Band von 140 - 220 GHz aufgebaut ist. Die Größe wurde so gewählt, daß die Grundwelle bei der LO-Frequenz gerade noch ausbreitungsfähig ist.

Größere Hohlleiterabmessungen führen zu höheren Verlusten in der dielektrischen Leitung, die zur Einkopplung von Signal und LO verwendet wird. Der Übergang von der dielektrischen Leitung auf den Hohlleiter erfolgt über ein Konushorn mit einem Konushornwinkel von 42° und einem Aperturdurchmesser von 10 mm.

Der Mischer ist in Fräsbloßtechnik aufgebaut, wobei der



a)



b)

Bild 5-1: a) Aufbau des Empfängers b) Mischerblock

Hohlleiterkanal in einen der beiden Messing-Blöcke gefräst ist. Der zweite Block bildet die noch fehlende Hohlleiterwand. Dieser dämpfungsmäßig ungünstige Aufbau ist aus konstruktiven Gründen nicht zu umgehen.

Die Bohrung für den Whiskerhalter und den zugehörigen Isolationsschlauch reicht nicht, wie sonst üblich, bis zur Hohlleiterwand. Die Whiskerschleife sitzt außerhalb des Hohlleiters in der Bohrung für den Pfosten, der Whisker ragt durch ein Loch mit einem Durchmesser von 0,4 mm in den Hohlleiter hinein.

Zwei Überlegungen waren für diesen Aufbau ausschlaggebend. Zum einen kann die Unterbrechung der Hohlleiterwand klein gehalten werden, zum anderen wird die Whiskerlänge vergrößert. Da sehr kurze Whisker mit Längen kleiner als 0,5 mm bei der Herstellung Probleme bereiten, werden diese hiermit vermieden. Darüberhinaus ist im Gegensatz zu anderen Anordnungen, wo der Pfosten mit der Hohlleiterwand abschließt, die absolute Länge des Whiskers nicht kritisch.

Die Zwischenfrequenzaukopplung bzw. die Gleichspannungsführung erfolgt über eine SMA-Buchse, deren Innenleiter mit dem Whiskerhalter verbunden ist.

Der kontaktgebende Kurzschlußschieber ist aus 0,05 mm dickem Silberblech hergestellt und kann mittels einer Mikrometerschraube verstellt werden.

Die rechteckförmigen, dielektrischen Leitungen mit Abmessungen von ca. 1,2 mm × 0,6 mm wurden durch Ziehen aus einem 4 mm × 2 mm starken Polyäthylen-Strang (Lupolen) nach vorherigem Erhitzen auf ca. 150 °C hergestellt /44/. Um die Leitungen in den Hohlleiter einführen zu können, wurden die Abmessungen geringfügig kleiner als die des Hohlleiters gewählt.

Die Einkopplung der Submm-Strahlung in die dielektrische Leitung erfolgt über ein Doppelkonushorn, wobei zwischen den beiden Hörnern ein Stück Hohlleiter eingefügt ist. Die im Submm-Wellen-Laser erzeugte Signalleistung wird in eines der Hörner quasiptisch eingestrahlt.

Das zweite Horn übernimmt die Einkopplung dieser Leistung in die dielektrische Leitung, die dazu ein Stück in den Hohlleiter hinein ragt.

Als Lokaloszillator wird ein Rückwärtswellenoszillator vom Typ RWO 170, der den Frequenzbereich von 110 - 170 GHz überstreicht, verwendet. Der Übergang vom Ausgangshohlleiter der Röhre auf die dielektrische Leitung erfolgt wiederum über ein Konushorn.

Der dielektrische Richtkoppler übernimmt die Zusammenführung von Signal- und LO-Leistung. Er ist so dimensioniert und aufgebaut, daß, abgesehen von der unvermeidlichen Leitungsdämpfung, die gesamte an Tor 3 zulaufende Signalleistung nach Tor 4 gelangt, während die LO-Leistung mit geringen Verlusten von Tor 1 nach Tor 4 übergekoppelt wird. Die Leistungsanteile, die nach Tor 2 gelangen, werden in einem Sumpf absorbiert.

Um die Reflexionen an den Übergängen zwischen Hohlleiter und dielektrischer Leitung gering zu halten, werden alle Leitungen angespitzt. Die Anpassung kann ferner durch Verändern der Eintauchtiefe des Dielektrikums in den Hohlleiter verbessert werden. Doppelkonushorn und Mischerblock sind deshalb verschiebbar gegenüber dem Richtkoppler auf einer Grundplatte angebracht.

Die Verbindung zum Lokaloszillator erfolgt über eine ca. 30 cm lange Leitung, d.h. Empfängereinheit und LO sind flexibel miteinander verbunden, so daß beim Einjustieren der LO nicht mitbewegt werden muß.

5.3 Entwurf und Aufbau eines dielektrischen Richtkopplers zur Einkopplung von Signal und Lokaloszillator

5.3.1 Berechnung und Dimensionierung von dielektrischen Leitungen und Richtkopplern für den Millimeter- und Submillimeterwellen-Bereich

Zur Berechnung der dielektrischen Leitung bzw. der damit eng verwandten dielektrischen Bildleitung wurden eine Reihe von Verfahren entwickelt, die sich vor allem im numerischen Aufwand sehr stark unterscheiden /56/.

Marcatili /45/ gab als erster ein Näherungsverfahren an, das die Felder in den in Bild 5-2 schraffiert angedeuteten Bereichen außer acht läßt und relativ einfache Gleichungen zur Bestimmung der Ausbreitungskonstanten liefert.

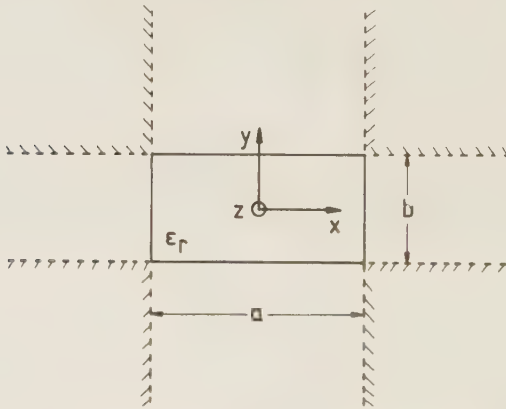


Bild 5-2: Koordinatensystem zur Berechnung einer dielektrischen Leitung

Goell /46/ führte numerische Berechnungen durch, indem er eine Entwicklung der Felder in Zylinderfunktionen vornahm und anhand der Randbedingungen die Eigenwertgleichung aufstellte und löste. Die von ihm veröffentlichten Dispersionsdiagramme sind jedoch nur auf die der Berechnung zugrundeliegenden Geometrien und Materialdaten anwendbar.

Knox und Toullos /47/ erweiterten das von Marcatili vorge-

schlagene Verfahren zur sog. Methode der effektiven Dielektrizitätszahl (EDC-Methode), die auch hier verwendet werden soll.

Variationsverfahren /49/ sowie Mode-Matching-Techniken /50/ stellen weitere Möglichkeiten zur Berechnung dar, die allerdings einen sehr großen numerischen Aufwand erfordern.

Von den auf der dielektrischen Leitung möglichen Wellentypen soll im folgenden nur einer der beiden Grundtypen, der sog. E_{11}^y -Typ, betrachtet werden, da nur er aufgrund der Feldverhältnisse im Hohlleiter mit gutem Wirkungsgrad angeregt wird.

Obwohl auf der Leitung prinzipiell nur hybride Wellentypen existenzfähig sind, überwiegt beim E_{11}^y -Typ die E_y -Komponente des elektrischen Feldes die E_x - und E_z -Komponenten bei weitem. Das elektrische Feld ist also im wesentlichen linear in y-Richtung polarisiert, das magnetische Feld entsprechend linear in x-Richtung.

Die beiden Indizes geben die Zahl der Maxima des elektrischen Feldes in x- bzw. y-Richtung an.

Es gilt also für die Bezeichnung eines E_{mn}^k -Feldtyps:

m = Zahl der Maxima des E-Feldes in x-Richtung,

n = Zahl der Maxima des E-Feldes in y-Richtung,

$k = x$: Polarisation des E-Feldes in x-Richtung,

$k = y$: Polarisation des E-Feldes in y-Richtung.

Bild 5-3 zeigt das Dispersionsdiagramm nach Goell /46/ der niedrigsten 12 Moden für den hier betrachteten Fall mit $a/b = 2$ und $\epsilon_r = 2,25$.

Die zur Berechnung der Ausbreitungskonstanten angenommene Feldverteilung des E_{11}^y -Typs ist in Bild 5-4 dargestellt. Ausgangspunkt der EDC-Methode ist der dielektrische Plattenwellenleiter nach Bild 5-5.

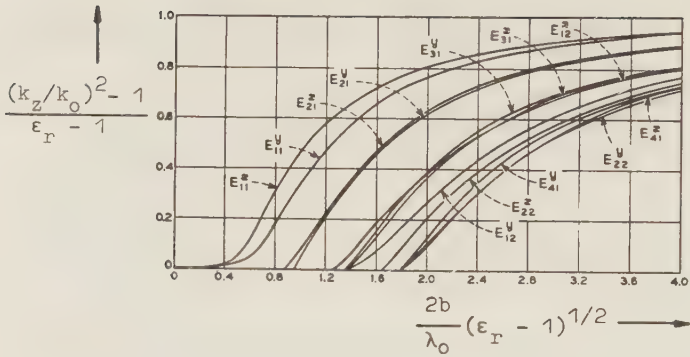


Bild 5-3: Dispersionskurven für $a/b = 2$ und $\epsilon_r = 2,25$
(nach Goell /46/)

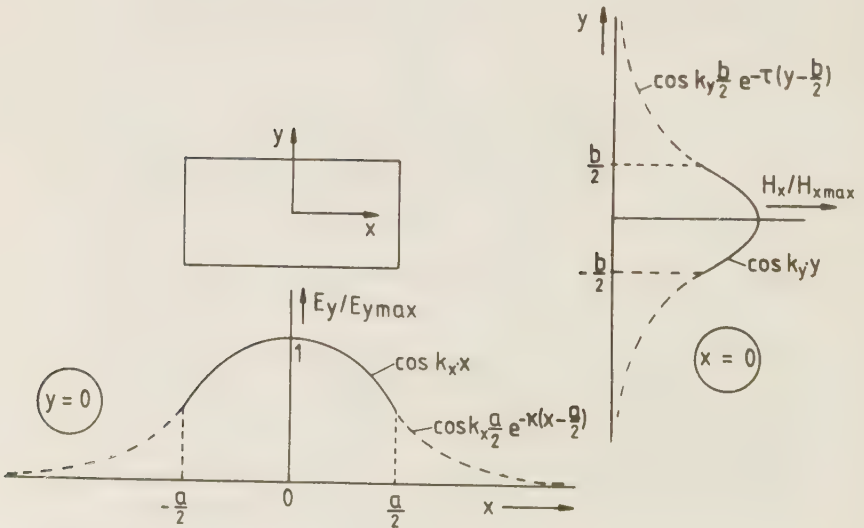


Bild 5-4: Feldverteilung des E_{11}^y -Typs

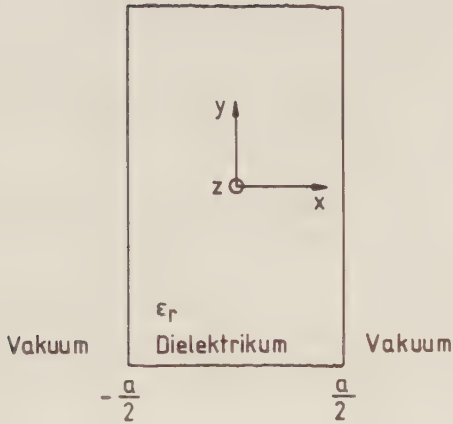


Bild 5-5: Dielektrischer Plattenwellenleiter zur Berechnung nach der EDC-Methode

Auf der in y- und z-Richtung unendlich ausgedehnten dielektrischen Platte kann sich eine reine H-Welle in z-Richtung mit folgendem Verlauf für die E_y -Komponente ausbreiten:

$$E_y \sim \begin{cases} \cos k_x \cdot x & |x| \leq \frac{a}{2} \\ e^{-\kappa(x - \frac{a}{2})} & x > \frac{a}{2} \\ e^{\kappa(x + \frac{a}{2})} & x < -\frac{a}{2} \end{cases} \quad (5.1)$$

Erfüllung der Randbedingungen für das elektrische Feld bei $x = \pm a/2$ liefert folgende charakteristische Gleichung /48/:

$$\tan \frac{k_x a}{2} = \frac{\kappa}{k_x} \quad (5.2)$$

Die Separationsbedingungen ergeben:

$$\beta^2 = k_0^2 \epsilon_r - k_x^2 = k_0^2 + \kappa^2 \quad (5.3)$$

mit

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad \lambda_0: \text{Freiraumwellenlänge.}$$

Die Gln. (5.2) und (5.3) erlauben die numerische Berechnung von k_x .

Man erhält für das Phasenmaß β der Plattenwelle:

$$\beta = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - k_x^2}. \quad (5.4)$$

Man definiert nun eine effektive Dielektrizitätszahl ϵ_{eff} wie folgt:

$$\epsilon_{\text{eff}} := \frac{\beta}{k_0}. \quad (5.5)$$

ϵ_{eff} ist kleiner als ϵ_r und berücksichtigt die nur endliche Dicke der Platte gegenüber einer ebenen Welle im unendlich ausgedehnten Dielektrikum mit demselben Wert ϵ_r . Im nächsten Schritt wird wiederum ein dielektrischer Plattenleiter nach Bild 5-6 betrachtet, der nun in x- und z-Richtung unendlich ausgedehnt ist, und dessen Dielektrizitätszahl dem im letzten Schritt ermittelten ϵ_{eff} entspricht. Mit ϵ_{eff} wird also näherungsweise berücksichtigt, daß die rechteckige, dielektrische Leitung in x-Richtung nicht unendlich ausgedehnt ist, sondern die Breite a besitzt. Die H_x -Komponente einer reinen E-Welle im Plattenleiter nach Bild 5-6 läßt sich entsprechend Gl. (5.6) darstellen.

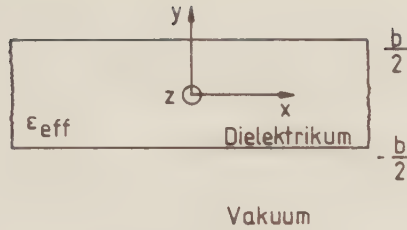


Bild 5-6: Dielektrischer Plattenleiter mit ϵ_{eff} als Dielektrizitätszahl

$$H_x \sim \begin{cases} \cos k_y \cdot y & |y| < \frac{b}{2} \\ e^{-\tau(y - \frac{b}{2})} & y > \frac{b}{2} \\ e^{\tau(y + \frac{b}{2})} & y < -\frac{b}{2} \end{cases} \quad (5.6)$$

Erfüllen der Separationsbedingungen liefert:

$$\tan k_y \frac{b}{2} = \frac{\tau \epsilon_{\text{eff}}}{k_y} \quad (5.7)$$

Zusammen mit den Separationsbedingungen

$$k_0^2 \epsilon_{\text{eff}} = k_y^2 + \tilde{\beta}^2, \quad (5.8)$$

$$k_0^2 = \tilde{\beta}^2 - \tau^2$$

erhält man eine Lösung für k_y und daraus das Phasenmaß k_z der E_{y1}^y -Welle der rechteckförmigen dielektrischen Leitung, das gleich dem Phasenmaß $\tilde{\beta}$ des dielektrischen Plattenleiters nach Bild 5-6 gesetzt wird.

$$k_z^2 = \tilde{\beta}^2 = k_0^2 \epsilon_{\text{eff}} - k_y^2. \quad (5.9)$$

Für die Ausbreitungskonstante τ , die das Abklingverhalten der Felder außerhalb des Dielektrikums beschreibt, gilt:

$$\tau = \sqrt{k_0^2 (\epsilon_{\text{eff}} - 1) - k_y^2}. \quad (5.10)$$

Die EDC-Methode wird gewöhnlich in der umgekehrten Reihenfolge als hier gezeigt angewandt. Es wird zuerst die Anordnung nach Bild 5-6 betrachtet, daraus ein $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}$ berechnet, und anschließend k_z aus der Struktur nach Bild 5-5 mit $\epsilon_r = \tilde{\epsilon}_{\text{eff}}$ berechnet.

Das hier verwendete Verfahren hat den Vorteil, daß die für die Dimensionierung des Richtkopplers entscheidende Abklingkonstante τ erst im zweiten Schritt ermittelt wird. Dieser Wert wird somit genauer sein als im umgekehrten Fall, wo nur das Verhalten des Plattenwellenleiters allein berücksichtigt wird.

Zum Vergleich der einzelnen Berechnungsverfahren ist zu sagen, daß für Wellen, bei denen der größte Teil der Leistung im Dielektrikum transportiert wird, (sog. stark geführte Wellen mit $k_z/k_0 > 1,3$) alle Verfahren das gleiche Ergebnis liefern.

Unterschiede treten auf für sog. schwach geführte Wellen ($k_z/k_0 < 1,3$), wobei die EDC-Methode generell etwas größere Werte für k_z/k_0 liefert, als z.B. die Berechnungen von Goell. Aus Bild 5-7 sind im Vergleich die Ergebnisse der EDC-Methode a), der Berechnungen von Goell b), sowie der Näherungslösung nach Marcatili c), für den hier vorliegenden Fall von $a/b = 2$ und $\epsilon_r = 2,25$ ersichtlich /47/.

Tabelle 5-1 zeigt die mit der beschriebenen EDC-Methode bei $f = 150$ GHz und $f = 600$ GHz errechneten Werte. Der Berechnung liegen folgende Daten zugrunde:

$$a = 1,2 \text{ mm},$$

$$b = 0,6 \text{ mm},$$

$$\epsilon_r = 2,25.$$

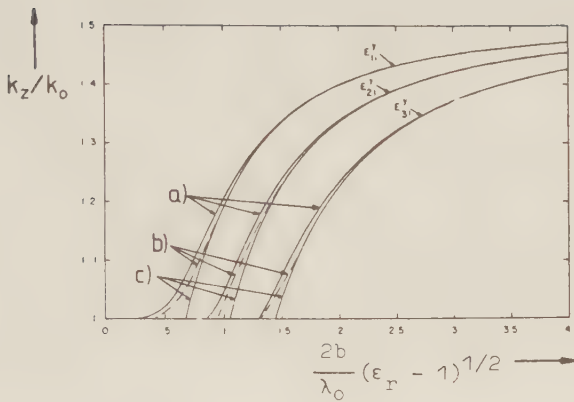


Bild 5-7: Vergleich von verschiedenen Verfahren zur Berechnung dielektrischer Leitungen (nach /47/)

	150 GHz	600 GHz
k_z	$3,46 \text{ mm}^{-1}$	$18,1 \text{ mm}^{-1}$
k_z/k_0	1,1	1,44
k_y	$2,68 \text{ mm}^{-1}$	$4,7 \text{ mm}^{-1}$
τ	$1,44 \text{ mm}^{-1}$	$13,0 \text{ mm}^{-1}$
$\xi = 1/\tau$	0,695 mm	0,077 mm

Tabelle 5-1: Kenngrößen der dielektrischen Leitung

Wie auch anschaulich zu erwarten ist, wird die Welle bei $f = 150 \text{ GHz}$ relativ schwach geführt ($k_z/k_0 = 1,1$), während bei $f = 600 \text{ GHz}$ eine sehr starke Führung erfolgt ($k_z/k_0 = 1,44$).

Zum Vergleich erhält man für eine ebene Welle im unendlich ausgedehnten Dielektrikum

$$k_z/k_0 = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{2,25} = 1,5.$$

Die sog. Abklinglänge $\xi = 1/\tau$, die den $1/e$ -Abfall in y -Richtung außerhalb des Dielektrikums beschreibt, ist bei 150 GHz mit 0,7 mm ungefähr 10 mal so groß als bei 600 GHz. Dieser Umstand trägt entscheidend zum Frequenzverhalten des mit dieser Leitung aufgebauten Richtkopplers bei.

Betrachtet man zwei gekoppelte Leitungen entsprechend Bild 5-8, so kann man eine Aufspaltung in 2 Teilwellen vor-

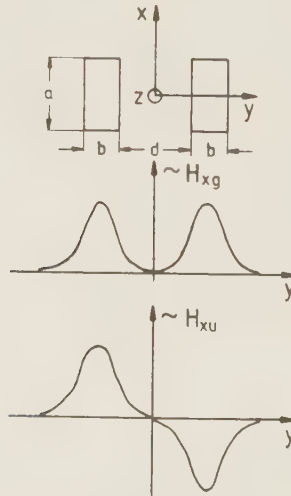


Bild 5-8: Gekoppelte Leitungen mit geradem und ungeradem Wellentyp

nehmen, in einen geraden (g) und einen ungeraden (u) Mode. Entscheidend für die Funktion eines Kopplers ist, daß beide Moden ein unterschiedliches Phasenmaß besitzen.

Dieses läßt sich näherungsweise aus den Kenngrößen der un-
verkoppelten Leitung berechnen /45/:

$$\begin{aligned}\beta_g &= k_z (1 + \zeta), \\ \beta_u &= k_z (1 - \zeta),\end{aligned}\tag{5.11}$$

$$\zeta = 2 \frac{k_y^2 \xi e^{-\frac{d}{\xi}}}{k_z^2 \cdot b \cdot (1 + k_y^2 \xi^2)}.$$

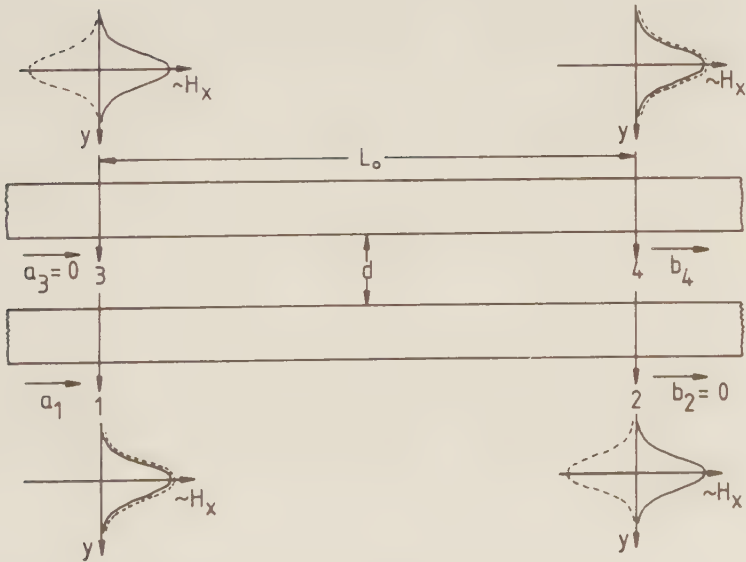


Bild 5-9: Überlagerung von geradem und ungeradem Wellentyp
auf einem dielektrischen Koppler

Wir nehmen an, daß auf Tor 1 des Kopplers nach Bild 5-9 die
Welle a_1 zuläuft, die man sich zu gleichen Teilen auf den
geraden und den ungeraden Wellentyp aufgeteilt denken kann
(Aus Gründen der leichteren Darstellung sind die Amplituden

beider Typen in Bild 5-9 unterschiedlich groß gezeichnet). Die auf das Tor 3 zulaufende Welle a_3 sei Null, d.h. beide Moden löschen sich gerade aus.

Besitzen beide Typen unterschiedliches Phasenmaß und gilt:

$$\beta_g L_o - \beta_u L_o = \pi. \quad (5.12)$$

so herrscht an Tor 4 konstruktive Interferenz.

Dann liegt an Tor 2 gerade Auslöschung vor, d.h. die gesamte an Tor 1 zugeführte Leistung wird auf Tor 4 übergekoppelt.

Man spricht von einem sog. 0 dB-Koppler und nennt die Länge L_o die 0 dB-Koppellänge ($/51/ - /54/$).

Für beliebige Längen l eines Kopplers lassen sich die Beiträge der Streukoeffizienten folgendermaßen darstellen ($/52/, /55/$):

$$\begin{aligned} |s_{21}| &= \left| \cos\left(\frac{\pi l}{2L_o}\right) \right|, \\ |s_{41}| &= \left| \sin\left(\frac{\pi l}{2L_o}\right) \right|. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Aus Gl. 5-13 ist ersichtlich, daß für $l > L_o$ die Leistung periodisch zwischen den beiden Leitungen hin- und herwandert. Mit $l = 3L_o$ erhält man also wieder einen 0 dB-Koppler. Einsetzen von (5.11) in (5.12) ergibt für die 0 dB-Koppellänge L_o :

$$L_o = b \frac{\pi}{4} \frac{k_z}{k_y^2} \frac{1 + k_y^2 \xi^2}{\xi} e^{\frac{d}{\xi}}. \quad (5.14)$$

Die Abklinglänge ξ taucht im Argument der e-Funktion auf und bestimmt wesentlich das Koppelverhalten.

Mit den Werten aus Tabelle 5-1 und einem lichten Abstand $d = 0,9 \text{ mm}$ ergeben sich folgende 0 dB-Koppellängen L_0 :

$$f = 150 \text{ GHz:} \quad L_{01} = 6,2 \text{ mm},$$

$$f = 600 \text{ GHz:} \quad L_{02} = 2,2 \cdot 10^6 \text{ mm} = 2,2 \text{ km}.$$

Der Wert von 2,2 km für $f = 600 \text{ GHz}$ ist nur als reiner Rechenwert zu betrachten, der in der Praxis durch geometrische Toleranzen sowie z.B. höhere Wellentypen auf der Leitung kleiner ausfallen wird.

Aus Stabilitäts- und Reproduzierbarkeitsgründen erwies sich eine Koppellänge von nur 6,2 mm als zu kurz.

Bei der Realisierung wurde deshalb der nächstgrößere, mögliche Wert von $l = 3 L_{01}$ gewählt. Entsprechend Gl. (5.13) erreicht man dadurch gleichzeitig eine größere Bandbreite.

Bei der gewählten Länge von $l = 3 L_{01}$ und der errechneten 0 dB-Koppellänge von $L_{02} = 2,2 \text{ km}$ beträgt die Koppeldämpfung C bei 600 GHz mit

$$C(600 \text{ GHz}) = 10 \lg \frac{1}{|S_{23}(600 \text{ GHz})|^2} \text{ dB}$$

fast 100 dB.

Zur Abschätzung der Dämpfung auf der dielektrischen Leitung geht man von der Dämpfung einer ebenen Welle im homogenen Dielektrikum aus. Berücksichtigt man die dielektrischen Verluste durch eine komplexe Dielektrizitätszahl $\underline{\epsilon}_r$ mit

$$\underline{\epsilon}_r = \epsilon' - j\epsilon'', \quad \epsilon' = \epsilon_r,$$

so gilt für das Ausbreitungsmaß γ der ebenen Welle:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{-\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon' - j\epsilon'')} \quad (5.16)$$

mit

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon'}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'}\right)^2} - 1 \right)}. \quad (5.17)$$

Für kleine Verluste, d.h. $\frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \tan \delta \ll 1$ erhält man folgende Näherungen:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{2} \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon'} \cdot \tan \delta = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r} \cdot \tan \delta,$$

bzw. $a' = 8,686 \cdot \alpha \cdot l$ dB;

mit $l = 1$ m ergibt sich:

$$a' = 27,3 \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\frac{\lambda_0}{\text{mm}}} 10^3 \tan \delta \frac{\text{dB}}{\text{m}}. \quad (5.18)$$

Mit $\lambda_0 = 2$ mm, $\sqrt{\epsilon_r} = 1,5$ und $\tan \delta = 3 \cdot 10^{-4}$ erhält man also:

$$a' = 6,1 \frac{\text{dB}}{\text{m}},$$

und für $\lambda_0 = 0,5$ mm und sonst gleiche Werte

$$a' = 24,6 \frac{\text{dB}}{\text{m}}.$$

Die Ausdehnung der Felder der rechteckförmigen, dielektrischen Leitung auf den Bereich außerhalb des Dielektrikums kann man durch einen Faktor $p = P_E / P_0$ berücksichtigen, wobei P_E die im Dielektrikum transportierte Leistung und P_0 die Gesamtleistung ist.

Der Faktor p variiert zwischen 0 und 1, mit $p = 0$ für eine ungeführte Welle und $p = 1$ für eine vollkommen im Dielektrikum geführte Welle. Der genaue Verlauf zwischen diesen beiden Werten ist nicht bekannt. Setzt man empirisch für p die in Gl. (5.19) angegebene Funktion an,

$$p = \left[\frac{\left(\frac{k_z}{k_0} \right)^2 - 1}{\epsilon_r - 1} \right]^{1/2} \quad (5.19)$$

so erfüllt sie die beiden Randbedingungen für die ungeführte Welle ($k_z = k_0$) und für die vollkommen geführte Welle ($k_z = \sqrt{\epsilon_r} k_0$) und ist in guter Übereinstimmung mit den meßtechnisch ermittelten Werten, wie wir später noch sehen werden. Bild 5-10 zeigt den Verlauf der Funktion p in Abhängigkeit von k_z/k_0 .

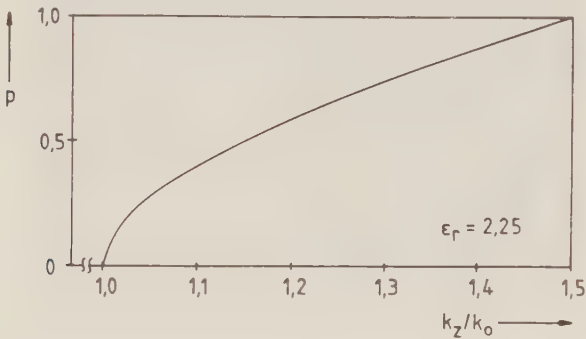


Bild 5-10: Verhältnis der im Dielektrikum geführten Leistung zur Gesamtleistung als Funktion von k_z/k_0

5.3.2 Aufbau und Ergebnisse eines dielektrischen Richtkopplers

Der Aufbau des untersuchten Richtkopplers ist in Bild 5-11 dargestellt. In einen Styroporklotz werden mit Hilfe eines

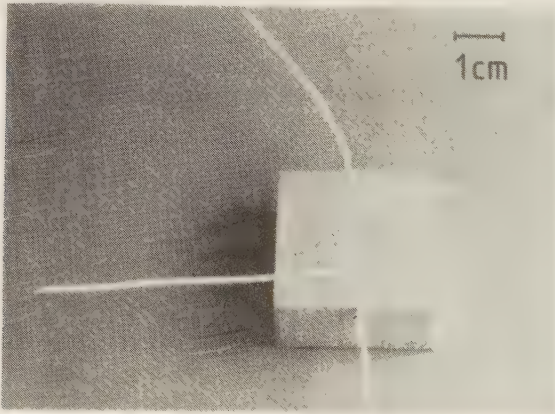


Bild 5-11: Aufbau des dielektrischen Richtkopplers

auf ca. 150°C erwärmten LötKolbens Rillen mit einer Breite von ca. 0,5 mm und einer Tiefe von ca. 1 mm eingeprägt. In diese Rillen werden die beiden Leitungsstücke hochkant eingedrückt, so daß die Geometrie des Richtkopplers durch den Verlauf der Rillen festgelegt ist. Damit ist ein mechanisch stabiler und reproduzierbarer Aufbau gewährleistet. Im endgültigen Zustand verhindert ein zweiter Styroporklotz, der mit dem ersten verklebt wird, ein Herausrutschen der Leitungen aus den Rillen.

Da die LeitungsDämpfung die Eigenschaften des Richtkopplers entscheidend beeinflusst, wurden zunächst Dämpfungsmessungen bei 147 und 584 GHz durchgeführt.

Bestimmt man die EinfügungsDämpfung zweier verschieden langer Leitungsstücke, so kann man die Dämpfung der Ein- und Auskopplung eliminieren.

Die Messungen erfolgten bei 147 GHz mit Hilfe eines Detektors und eines geeichten Dämpfungsgliedes, bei 584 GHz wurde eine Golay-Zelle mit leistungsproportionaler Anzeige verwen-

det. Tabelle 5-2 zeigt die bei den beiden Frequenzen gemessenen Dämpfungen α' für Leitungen aus Polyäthylen bzw. Teflon mit jeweils gleichen Abmessungen von 1,2 mm $\times$ 0,6 mm.

	147 GHz	584 GHz
Polyäthylen	2,5 dB/m	27 dB/m
Teflon	2,5 dB/m	70 dB/m

Tabelle 5-2: Dämpfung α' verschiedener Leitungen

Die Teflon-Leitungen wurden durch Schneiden eines Streifens der Breite 1,2 mm aus einer 0,6 mm dicken Teflon-Folie hergestellt.

Während beide Materialien bei 147 GHz die gleiche Dämpfung von etwa 2,5 dB/m aufweisen und damit wesentlich günstiger liegen als der entsprechende D-Band-Hohlleiter mit 10 dB/m, unterscheiden sie sich bei 584 GHz sehr stark voneinander. Die hohe Dämpfung der Teflon-Leitung ist dabei vermutlich auf ein starkes Ansteigen des Verlustwinkels in diesem Material bei hohen Frequenzen zurückzuführen.

Die PE-Leitung liegt bei etwa 27 dB/m. Durch Reduzierung der Abmessungen, d.h. weniger starke Führung der Welle im Dielektrikum, können noch günstigere Werte erreicht werden. Im vorliegenden Aufbau ist die minimale Größe der Leitung durch die Cutoff-Frequenz des verwendeten Hohlleiters bestimmt. Zum Vergleich können die bei einer Frequenz von $f = 890$ GHz ($\lambda = 337 \mu\text{m}$) an einem Rippen- bzw. Schlauch-Wellenleiter entsprechend Bild 5-12 gemessenen Dämpfungswerte herangezogen werden /59/.

Für den Rippenwellenleiter wurden Dämpfungen um 100 dB/m ermittelt, während der Schlauchwellenleiter bei monomodigem Betrieb und einem Außendurchmesser von ca 0,2 mm eine Dämpfung von 26 dB/m aufweist. Bei Vergrößerung des Außendurchmessers auf 1 mm, was von den Abmessungen in etwa der hier verwendeten Leitung entspricht, steigt der Wert auf 51 dB/m an. Beide Wellenleiter sind ebenfalls aus Polyäthylen herge-



Rippenwellenleiter

Schlauchwellenleiter

Bild 5-12: Wellenleiter für den Submm-Wellenbereich

stellt und somit auch vom Material her vergleichbar.

Ansonsten liegen für den Frequenzbereich um 600 GHz keine Meßwerte von ähnlichen Leitungsstrukturen vor.

Vergleicht man die gemessenen Werte mit den Rechenwerten nach Gl. (5.18) und (5.19),

$$f = 147 \text{ GHz}, \quad p = 0,41, \quad a' = 2,5 \text{ dB/m},$$

$$f = 584 \text{ GHz}, \quad p = 0,93, \quad a' = 22,8 \text{ dB/m},$$

so stellt man gute Übereinstimmung fest.

Für die Dämpfung bei 584 GHz ist zu berücksichtigen, daß zu hohen Frequenzen hin ein Anstieg des Verlustwinkels zu erwarten ist /60/.

Der Abstand zwischen den beiden gekoppelten Leitungen beträgt im experimentellen Aufbau ca. 0,9 mm, die Länge der geraden, parallelen Stücke 13 mm. Die Differenz zum theoretischen Wert von 15,6 mm ist durch den Einfluß der Krümmungen zu erklären, die teilweise zur Kopplung beitragen.

Die gemessene Einfügungsdämpfung a_{14} des Koppelpfades (von Tor 1 nach Tor 4) gegenüber einem durchgehenden Stück gerader Leitung gleicher Länge beträgt bei 147 GHz etwa 0,2 dB, die Dämpfung der gesamten Anordnung inklusive zweier Übergänge von dielektrischer Leitung auf D-Band-Hohlleiter etwa 1,2 dB. Darin ist die Dämpfung eines ca. 30 cm langen Leitungsstücks am Tor 1 enthalten, das den Anschluß zum L0 herstellt.

Auf der durchgehenden Leitung von Tor 1 nach Tor 2 (Transmissionspfad) beträgt die Dämpfung a_{12} 22 dB.

Die Sperrdämpfung a_{13} von Tor 1 nach Tor 3 ist größer als

der Dynamikbereich des Meßplatzes von 45 dB.

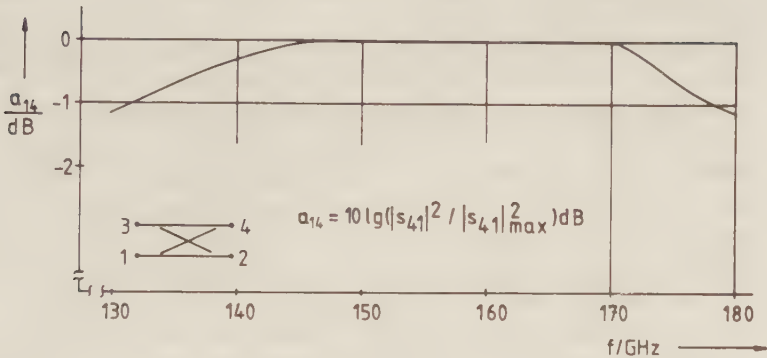


Bild 5-13: Frequenzgang der Koppeldämpfung des dielektrischen Richtkopplers

Bild 5-13 zeigt den Frequenzgang des Koppelpfades von Tor 1 nach Tor 4. Die große Bandbreite von 50 GHz bei einem Abfall um 1 dB ist auf die Verwendung der dreifachen 0 dB-Koppel­länge zurückzuführen.

Die bisherigen Angaben bezogen sich auf den Frequenzbereich um 150 GHz. Für die Signalfrequenz von 584 GHz wurde für den Transmissionspfad von Tor 3 nach Tor 4 eine Dämpfung a_{34} von 11 dB gemessen. Ein- und Auskopplung durch das Doppel-Konushorn bzw. eine weiteres Konushorn am Ausgang sind darin enthalten. Die Leitungslänge auf diesem Pfad beträgt ungefähr 7 cm und bewirkt damit eine Dämpfung von etwa 2 dB. Die restlichen 9 dB verteilen sich auf die beiden Übergänge sowie die Einkopplung des Gaußstrahls in das Konushorn.

5.4 Theoretische Untersuchungen an Harmonischen-Mischern

5.4.1 Das Umgebungsnetzwerk der Schottky-Diode

Die Beschäftigung mit Mischerproblemen brachte bereits frühzeitig die Erkenntnis, daß das Umgebungsnetzwerk der Diode einen ganz entscheidenden Einfluß ausübt. Es wurde daher an vielen Stellen versucht, die Umgebungsimpedanzen in Hohlleiterschaltungen theoretisch zu berechnen (/62/, /63/, /64/). Alle bisher bekannten Verfahren sind allerdings nicht in der Lage, die geometrische Anordnung von Diodenchip, Whisker und ZF-Auskopplung vollständig zu berücksichtigen. Meist wird für den Monomode-Betrieb des Hohlleiters ein Ersatzschaltbild aus konzentrierten Elementen angegeben, dessen Werte dann solange verändert werden, bis Übereinstimmung mit gemessenen Werten herrscht /68/.

Dieses Vorgehen ist dann nicht mehr praktikierbar, wenn wie im vorliegenden Fall bei der Signalfrequenz bereits Multimode-Betrieb herrscht. Um eine Vorstellung vom Einfluß einzelner, geometrischer Veränderungen gewinnen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ausgehend vom einfachen Koaxial-Hohlleiterübergang die Anordnung schrittweise zu der im Mischerblock von Bild 5-1 verwendeten Struktur erweitert. Mit dem im letzten Kapitel beschriebenen Verfahren wurden dazu die Umgebungsimpedanzen der Diode bei den verschiedenen Harmonischen des Lokaloszillators an einem um den Faktor 100 vergrößerten Modellhohlleiter aus Stahl gemessen. Um das Meßverfahren überprüfen zu können, wurden zusätzlich die Impedanzen des Koaxial-Hohlleiterübergangs mit einem von Williamson angegebenen Verfahren rechnerisch ermittelt (/65/, /66/, /67/).

Bild 5-14 zeigt den zur Messung verwendeten Modellhohlleiter. Ein Arm ist mit einem pyramidenförmigen Wellensumpf aus Eccosorb abgeschlossen. Im zweiten Hohlleiterarm ist ein kontaktgebender, verschiebbarer Kurzschluß angebracht, der den Kurzschlußschieber im Original-Mischer simulieren soll. Im gestrichelt umrahmten Bereich wurden verschiedene Anordnungen untersucht, die in Bild 5-15 getrennt dargestellt sind. Bild 5-15 a) zeigt einen Koax-Hohlleiterübergang, der

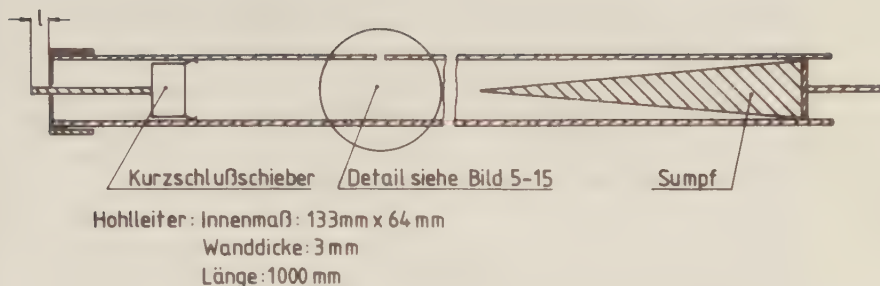


Bild 5-14: Modellhohlleiter zur Messung der Umgebungs-
impedanzen

von vielen Autoren als einfachstes Modell einer whisker-kontaktierten Diode im Hohlleiter betrachtet wird (/69/, /70/, /71/). Der Innenleiter repräsentiert den Whisker, die Impedanz, die man am Ende der Koaxial-Leitung (Semi-Rigid-Kabel) mißt, entspricht der Umgebungsimpedanz der Diode. Viele Autoren vernachlässigen bei ihren Berechnungen den Einfluß des Koaxialleitungsendes und gehen von einem dünnen Draht aus, der sich zwischen den beiden Hohlleiterwänden erstreckt. Williamson (/65/, /66/, /67/) berücksichtigt das Ende der Koaxial-Leitung mit und gibt ein Berechnungsverfahren an, das auch beim Auftreten höherer Wellentypen im Hohlleiter sehr gut mit gemessenen Werten übereinstimmt.

Im zweiten Schritt wird der Koax-Innenleiter durch einen dickeren, geraden Whisker entsprechend Bild 5-15 b) ersetzt. Der Einfluß des Diodenchips soll durch Einbringen eines Stahlklotzes mit den entsprechenden Abmessungen gemäß Bild 5-15 c) simuliert werden.

Da Whisker üblicherweise mit Schlaufen versehen sind, wird im nächsten Schritt ein entsprechend gebogener Whisker nach Bild 5-15 d) verwendet.

Zuletzt wird der realisierte Mischerblick entsprechend Bild 5-1 simuliert, indem zusätzlich die ZF-Auskopplung in Form einer Koaxialleitung berücksichtigt wird. Bild 5-15 e) zeigt diese Anordnung, die im folgenden mit Mischermmodell bezeichnet werden soll.

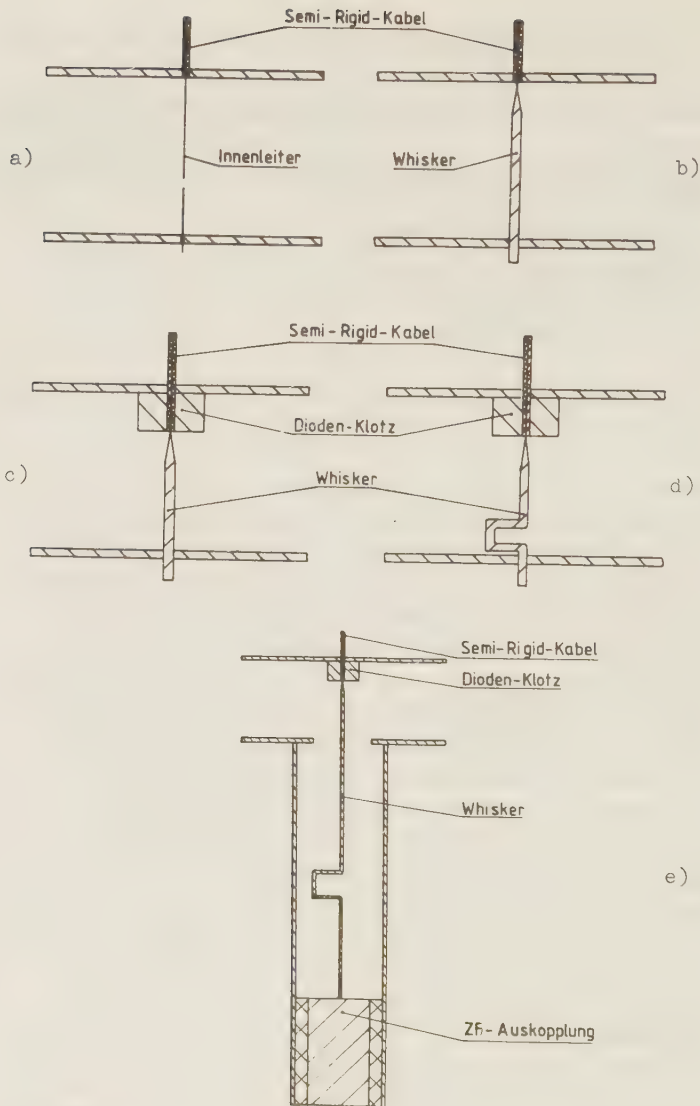
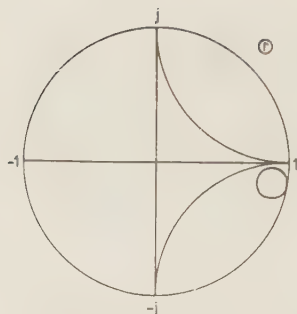


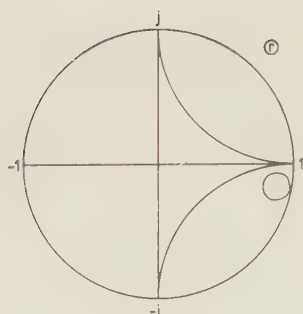
Bild 5-15: Anordnungen im Modellhohlleiter nach Bild 5-14 zur Messung der Umgebungsimpedanzen a) Koax-Hohlleiterübergang b) gerader Whisker c) gerader Whisker und Diodenklotz d) Schlaufenwhisker und Diodenklotz e) Mischmodell

Die Umgebungsimpedanzen der Diode wurden als Funktion der Kurzschlußschieberstellung bei den Vielfachen von 1,47 GHz gemessen. Die Bilder 5-16 bis 5-19 zeigen die im Leitungsdiagramm II. Art (Smith-Diagramm) dargestellten Ergebnisse für die ersten vier Harmonischen. Geometrische Anordnung nach Bild 5-15 und zugehöriger Reflexionsfaktorverlauf in den Bildern 5-16 bis 5-19 sind jeweils mit dem gleichen Buchstaben gekennzeichnet.

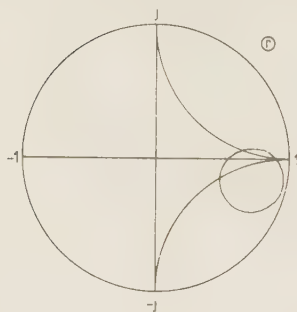
Ab der fünften Harmonischen aufwärts sind die Unterschiede der einzelnen Anordnungen relativ klein, zudem ist der Einfluß auf die Mischereigenschaften gering. Deshalb sind für diese Frequenzen nur die am Mischermodell gemessenen Verläufe in Bild 5-20 dargestellt.



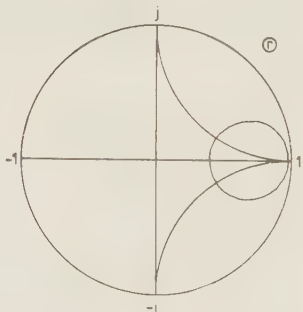
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Rechnung



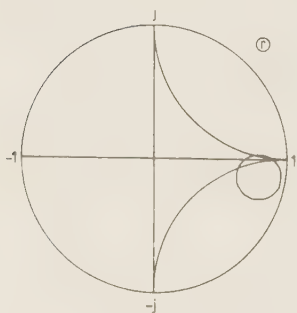
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Messung



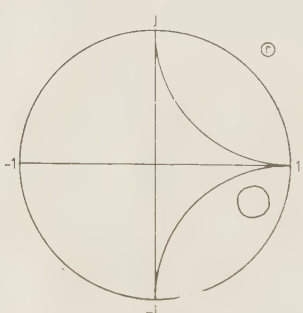
b) gerader Whisker



c) ger. Whisker-Diodenklotz

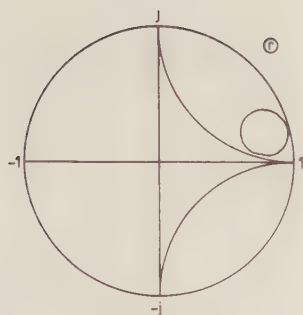


d) Whisker mit Schlaufe

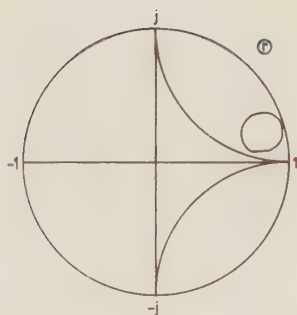


e) Mischer-Modell

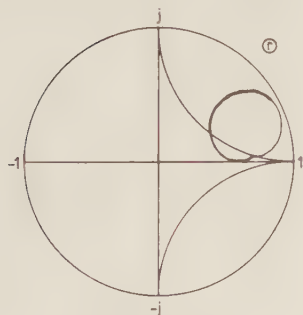
Bild 5-16: Ortskurve des Reflexionsfaktors bei 1,47 GHz mit der Kurzschlußschieberstellung als Parameter für die Anordnungen nach Bild 5-15



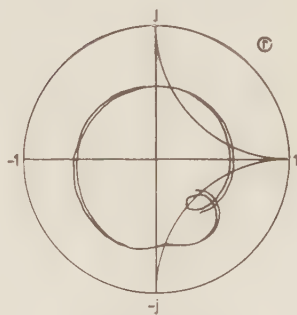
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Rechnung



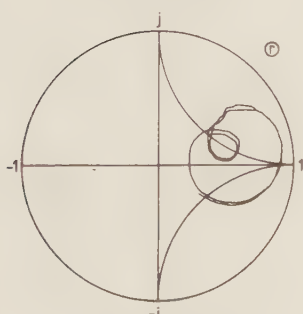
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Messung



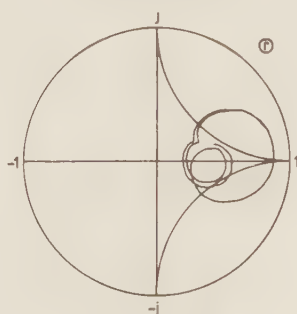
b) gerader Whisker



c) ger. Whisker+Diodenkontakt

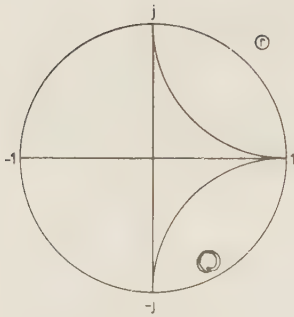


d) Whisker mit Schlaufe

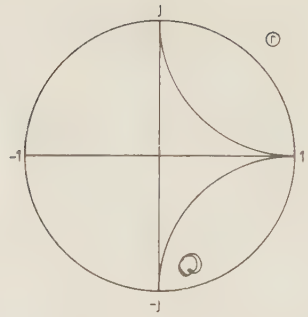


e) Mischer-Modell

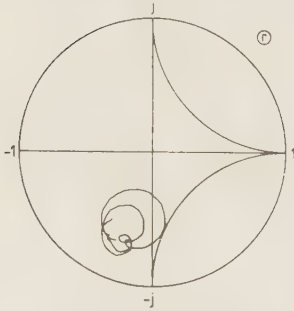
Bild 5-17: Ortskurve des Reflexionsfaktors bei 2,94 GHz
(= 2. Harmonische) mit der Kurzschlußschieberstellung
als Parameter für die Anordnungen nach Bild 5-15



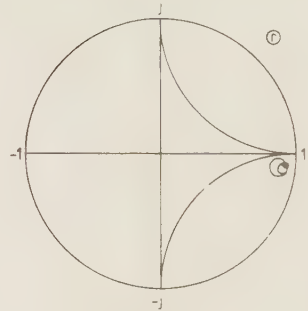
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Rechnung



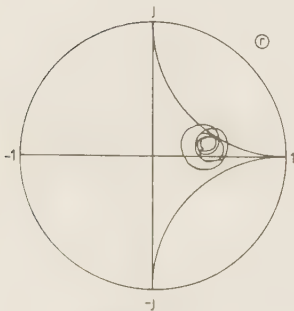
a) Koax-Hohlleiter-Überg.: Messung



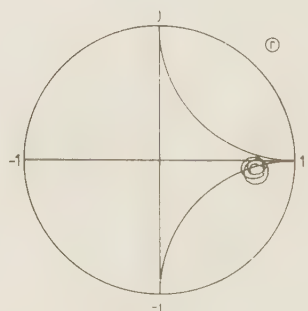
b) gerader Whisker



c) ger Whisker+Diodenklotz

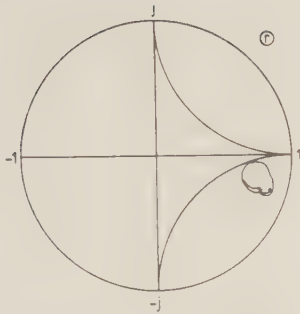


d) Whisker mit Schlaufe

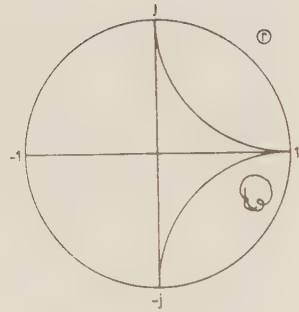


e) Mischer-Modell

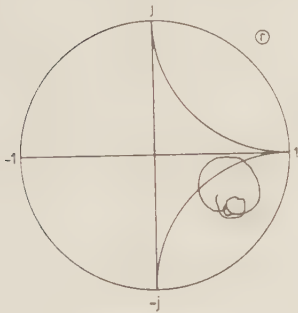
Bild 5-18: Ortskurve des Reflexionsfaktors bei 4,41 GHz
(= 3. Harmonische) mit der Kurzschlußschieberstellung
als Parameter für die Anordnungen nach Bild 5-15



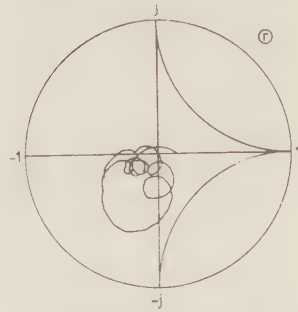
a) Koax-Hornleiter-Überg.: Rechnung



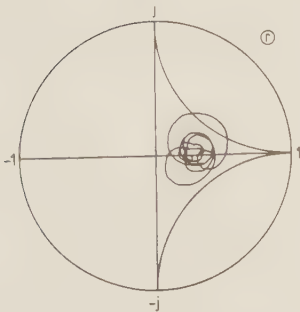
a) Koax-Hornleiter-Überg.: Messung



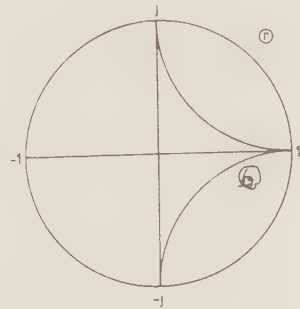
b) gerader Whisker



c) ger. Whisker+Diodenklotz



d) Whisker mit Schlaufe



e) Mischer-Modell

Bild 5-19: Ortskurve des Reflexionsfaktors bei 5,88 GHz
 (= 4. Harmonische) mit der Kurzschlußschieberstellung
 als Parameter für die Anordnungen nach Bild 5-15

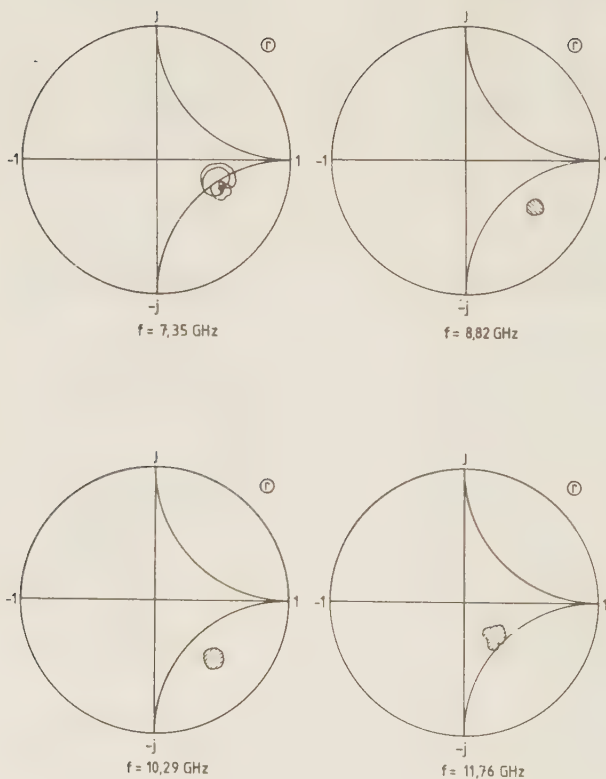


Bild 5-20: Ortskurve des Reflexionsfaktors bei der fünften bis achten Harmonischen mit der Kurzschlußschieberstellung als Parameter für die Anordnung nach Bild 5-15 e)

Zunächst fällt die sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung für den Koax-Hohlleiterübergang auf. Das bedeutet einerseits, daß der theoretische Ansatz die gegebene Situation richtig erfaßt, andererseits ist sichergestellt, daß ein geeignetes Meßverfahren gewählt wurde. Trägt man die mit Hilfe des Verfahrens nach Williamson berechneten bzw. gemessenen Impedanzen über der Kurzschlußschieberstel-

lung auf und vergleicht sie mit den in /71/ angegebenen Verläufen, so zeigt sich, daß das dort verwendete Näherungsverfahren die Anordnung nur unzureichend beschreibt.

Ersetzt man den durchgehenden Koax-Innenleiter durch einen dickeren, geraden Whisker, so vergrößert sich frequenzunabhängig der vom Reflexionsfaktor überstrichene Bereich, ohne daß sich die Lage der Kurven im Smith-Diagramm wesentlich ändert.

Das Einbringen des Metallklotzes, der den Diodenchip repräsentieren soll, wirkt sich vor allem auf die zweite Harmonische ($f = 2,94$ GHz) aus. Es stellt sich ein von der Kurzschlußschieberstellung nahezu unabhängiger Betrag des Reflexionsfaktors von etwa 0,5 ein. Im Gegensatz dazu ist bei der dritten Harmonischen ($f = 4,71$ GHz) der Reflexionsfaktor nahezu unabhängig von der Stellung des Kurzschlußschiebers.

Die beiden zuletzt genannten Harmonischen sind es auch, die durch die zusätzliche Whiskerschleife d) am stärksten beeinflußt werden. Die Lage der Kurven verschiebt sich, die Kurve für die zweite Harmonische verkleinert sich, die für die dritte vergrößert sich.

Der Verlauf für die erste Harmonische des Mischersmodells ähnelt sehr stark dem des Koax-Hohlleiterübergangs. In der vierten Harmonischen unterscheiden sich beide ebenfalls nur wenig voneinander. Nimmt man die vierte bis achte Harmonische gemäß Bild 5-20 mit hinzu, so ist bemerkenswert, daß der Bereich des Reflexionsfaktors, der durch Verschieben des Kurzschlusses im Smith-Diagramm überstrichen wird, bei allen Harmonischen relativ klein ist. Das bedeutet, daß die Mischereigenschaften durch den Kurzschlußschieber nicht sehr stark beeinflusbar sind.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

Bei allen Konfigurationen stellt die Ortskurve des Reflexionsfaktors für die erste Harmonische einen Kreis dar, der in der Nähe des Leerlaufes liegt, und dessen Größe sich nur wenig ändert.

Bei den höheren Harmonischen beobachtet man eine mehr oder weniger große Abweichung vom kreisförmigen Verlauf, die Lage der Kurven ändert sich mit der Geometrie zum Teil sehr stark

Am größten sind die Variationen bei der zweiten Harmonischen, speziell in den Fällen, in denen der Diodenklotz mit eingebaut ist. Dieses Verhalten ist darauf zurückzuführen, daß die Kantenlänge des Metallklotzes von 25 mm ziemlich genau mit der Wellenlänge der H_{10} -Welle bei 2,94 GHz zusammenfällt.

Der Koax-Hohlleiterübergang als einfachstes Modell zur Berechnung der Umgebungsimpedanzen der Diode beschreibt das Verhalten speziell bei den höheren Harmonischen nur unzureichend und kann nur als Anhaltspunkt für die Lage der Impedanzen bei der ersten Harmonischen herangezogen werden.

5.4.2 Einfluß des Umgebungsnetzwerkes auf die Eigenschaften eines Harmonischen-Mischers

In diesem Abschnitt wird zunächst über einige theoretische Ergebnisse eines Harmonischen-Mischers unter idealisierten Bedingungen berichtet. Im zweiten Teil wird mit Hilfe der am Modell-Aufbau gemessenen Impedanzen das Verhalten eines realen Mischers untersucht.

Bild 5-21 zeigt die den Berechnungen zugrundeliegende Ersatzschaltung eines Mischers. Die Diode wird repräsentiert durch g_j , c_j und R_s ; U_{q0} ist eine Gleichspannungsquelle, U_{q1} stellt den Lokaloszillator dar. Das Umgebungsnetzwerk wird reinreell angenommen, wobei 2 verschiedene Fälle untersucht wurden /73/.

- a) Gleiche Widerstände bei allen Harmonischen.
- b) Gleiche Widerstände bei der ersten und vierten Harmonischen, Kurzschluß bei allen anderen Harmonischen.

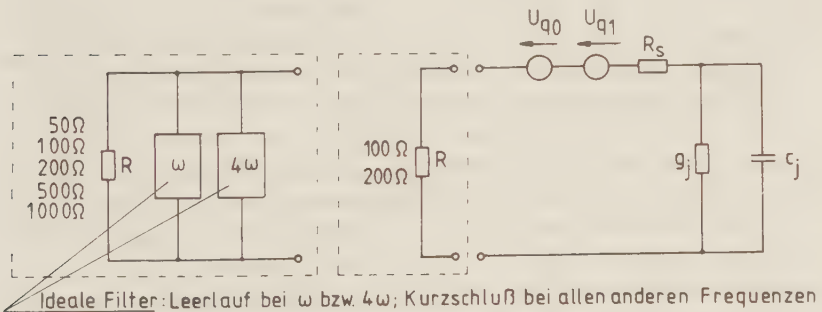


Bild 5-21: Ersatzschaltung zur Untersuchung idealisierter Mischerstrukturen

In Tabelle 5-3 sind die zur Berechnung verwendeten Kenngrößen der Diode zusammengefaßt.

Idealitätsfaktor	n	1,19
Sättigungsstrom	I_S	10^{-16} A
Nullvoltkapazität	C_0	5 fF
Diffusionsspannung	U_D	1,1 V
Exponent im C(U)-Gesetz	γ	0,5
Serienwiderstand	R_S	8 Ω
Konstante f. Skinwiderstand	R_{Skin}	$5 \cdot 10^{-6} \Omega / \sqrt{Hz}$

Tabelle 5-3: Kenngrößen der Diode

Die Berechnungen erfolgten mit dem im 3. Kapitel beschriebenen Mischer-Analyseprogramm.

Im ersten Schritt wurde eine Diode mit $R_S = 0$ und $C_0 = 0$ angenommen. Mit LO-Leistungen von 5 bis 15 mW und Richtströmen von 1 bzw. 2 mA wurden die Umgebungsimpedanzen gemäß den in Bild 5-21 angegebenen Werten variiert. Die Fragestellung lautete: Welches Umgebungsnetzwerk liefert die günstigsten Werte bezüglich Konversionsverlust und Rauschtemperatur?

Die Rechnung zeigte, daß die Eigenschaften beim Mischen mit der vierten Harmonischen stark vom jeweiligen Arbeitspunkt (P_{LO} , I_R) abhängen. Mit $R = 50 \Omega$ in Schaltung a), einem Richtstrom von 1 mA und einer LO-Leistung von 15 mW wurden die besten Werte von etwa 10,5 dB Konversionsverlust und 155 K Rauschtemperatur erreicht.

Dagegen wurden für einen Grundwellenmischer fast ideale Werte von 3,15 dB für den Konversionsverlust und 8,4 K für die Rauschtemperatur bei $R = 1000 \Omega$ in Schaltung b) mit einem Richtstrom von 1 mA und einer LO-Leistung von 10 mW errechnet.

Zum Vergleich beträgt nach Saleh /72/ der minimal mögliche Konversionsverlust eines Zweiseitenbandmischers 3 dB.

Die Eigenschaften des Grundwellenmischers sind weniger stark vom Umgebungsnetzwerk und vom Arbeitspunkt abhängig als die

des Harmonischen-Mischers.

Im nächsten Schritt wurde die Diode durch ihr vollständiges Ersatzschaltbild berücksichtigt. Der Konversionsverlust des Grundwellenmischers stieg um etwa 2 dB auf 5 dB an, der des Harmonischen-Mischers um etwa 4 dB auf 14,5 dB. Dabei konnte festgestellt werden, daß der Einfluß der Sperrschichtkapazität stark vom jeweiligen Arbeitspunkt abhängt. Es wurde sowohl eine Verbesserung der Mischereigenschaften als auch eine Verschlechterung bei Hinzunahme der Sperrschichtkapazität beobachtet.

Die niedrigsten Werte für die Rauschtemperaturen lagen bei etwa 360 K für den Grundwellenmischer und bei 3000 K für den Harmonischen-Mischer.

Generell läßt sich folgendes feststellen:

- Konversionsverlust und Rauschtemperatur sind beim Mischen mit der vierten Harmonischen etwa um den Faktor 10 schlechter als beim Grundwellenmischer.
- Der Harmonischen-Mischer benötigt eine höhere LO-Leistung als der Grundwellenmischer.

Bei den bisherigen Untersuchungen wurden mehr oder weniger starke Idealisierungen vorgenommen, die aufzeigen sollten, welche Ergebnisse mit Harmonischen-Mischern bestenfalls erreichbar sind.

Im letzten Schritt werden die am Modell gemessenen Umgebungsimpedanzen eines realen Mischers zugrunde gelegt.

Bild 5-22 zeigt den rechnerischen Konversionsverlust des Harmonischen-Mischers als Funktion der Kurzschlußschieberstellung für einen Richtstrom von 2 mA und eine LO-Leistung von 10 mW. Voruntersuchungen haben ergeben, daß die Mischereigenschaften im wesentlichen von den Impedanzen bei der ersten, zweiten und vierten Harmonischen bestimmt werden¹⁾.

Deshalb wurde für die restlichen Frequenzen mit den in Tabelle 5-4 angegebenen festen Werten gerechnet. Die angegebenen Impedanzen liegen dabei in etwa in der Mitte des im Smith-Diagramm von der jeweiligen Ortskurve eingeschlossenen

¹⁾ Im Anhang sind in Tabellenform die zur jeweiligen Kurzschlußschieberstellung gehörigen Impedanzen bei diesen Harmonischen angegeben

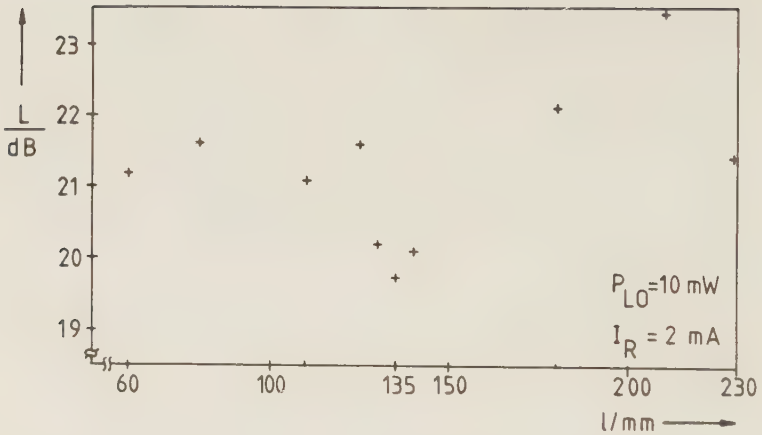


Bild 5-22: Konversionsverlust des Modellmischers als Funktion der Kurzschlußschieberstellung

Bereichs. Wie man aus den Bildern 5-18 und 5-20 erkennt, ist die Variation bei diesen Frequenzen gering, und das Vorgehen deshalb gerechtfertigt.

	Modellfre- quenz	Impedanz
3. Harmonische	4,41 GHz	$(275 - j75) \Omega$
5. Harmonische	7,35 GHz	$(120 - j50) \Omega$
6. Harmonische	8,82 GHz	$(87,5 - j100) \Omega$
7. Harmonische	10,29 GHz	$(60 - j85) \Omega$
8. Harmonische	11,76 GHz	$(70 - j35) \Omega$

Tabelle 5-4: Umgebungsimpedanzen bei einzelnen Harmonischen

Wie aus dem Verlauf der Impedanzen in den Bildern 5-16 bis 5-20 zu erwarten ist, läßt sich der Konversionsverlust durch die Kurzschlußschieberstellung nur relativ wenig beeinflussen. Mit etwa 20,5 dB liegt er um 6 dB über dem im letzten Schritt ermittelten Wert für eine reale Diode und ein idealisiertes Umgebungsnetzwerk.

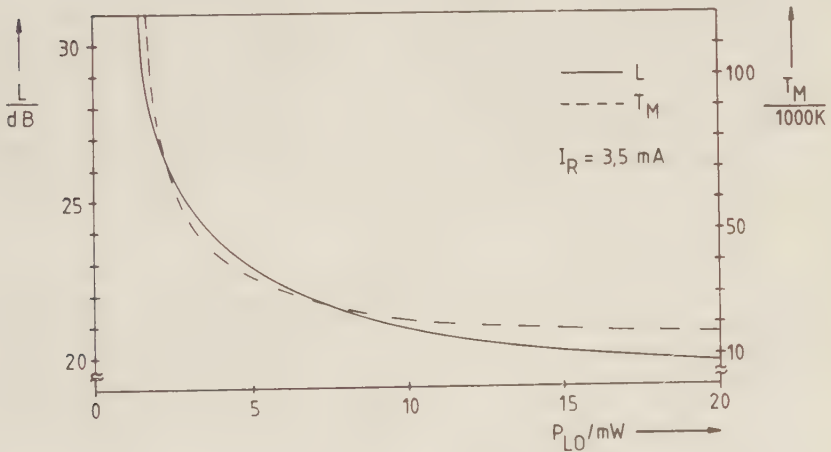


Bild 5-23: Konversionsverlust und Rauschtemperatur als Funktion der LO-Leistung (Kurzschlußschieberstellung $l = 135 \text{ mm}$)

Bild 5-23 zeigt für eine feste Kurzschlußschieberstellung die Abhängigkeit des Konversionsverlusts und der Mischer-Rauschtemperatur von der LO-Leistung. Für kleine LO-Leistungen ist ein starkes Ansteigen von beiden Größen festzustellen, während für große LO-Leistungen sich die Werte nur noch wenig ändern und bei etwa 20 dB bzw. 20 000 K liegen. Am Rande sei bemerkt, daß für den Grundwellen-Mischer ein Konversionsverlust von 6 dB und eine Rauschtemperatur von 1000 K errechnet wurden.

Bild 5-24 zeigt schließlich die vom Mischeranalyseprogramm berechneten Zeitverläufe der Diodenspannung, des Diodenstroms, des Diodenleitwerts und der Sperrschichtkapazität für den im späteren Experiment verwendeten Arbeitspunkt ($I_R = 3,5 \text{ mA}$; $P_{LO} = 12 \text{ mW}$).

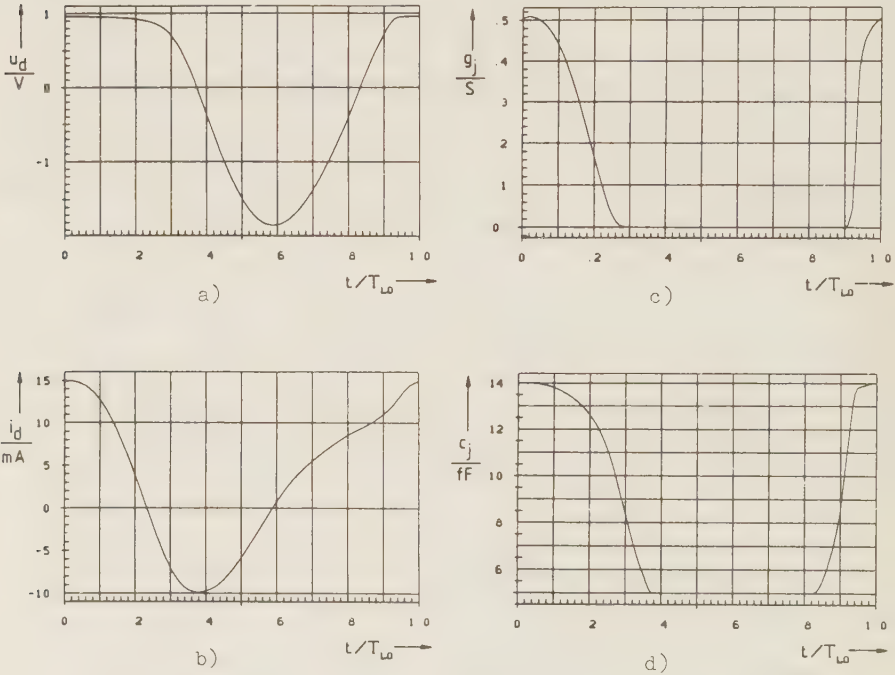


Bild 5-24: Zeitlicher Verlauf von a) Diodenspannung b) Diodenstrom c) Diodenleitwert d) Sperrschichtkapazität für eine Periode der LO-Grundschiwingung

5.5 Experimentelle Ergebnisse eines Empfängers mit Harmonischen-Mischer

Bild 5-25 zeigt den zur Messung der Empfängereigenschaften verwendeten Meßaufbau. Der Empfänger mit der Einkopplung von Signal- und LO-Leistung durch den dielektrischen Richtkopp-

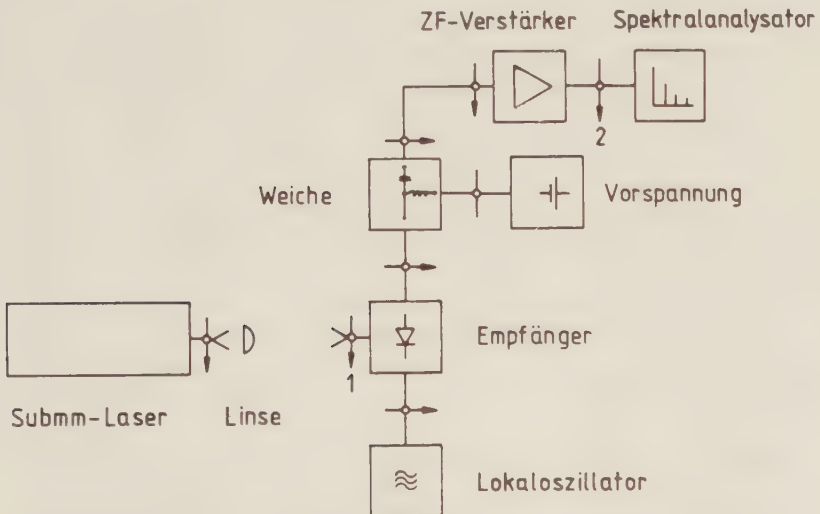


Bild 5-25: Meßaufbau zur Ermittlung der Empfängereigenschaften

ler sowie dem eigentlichen Mischerblock ist in Bild 5-1 bereits detailliert dargestellt.

Am ZF-seitigen Ausgang des Mischers ist eine HF-Gleichstromweiche zur Zuführung der Gleichvorspannung angebracht. Über einen Verstärker (1,7 bis 2,4 GHz, Verstärkung: 30 dB, Rauschzahl: 3,2 dB) gelangt das Zwischenfrequenzsignal auf einen Spektralanalysator.

Aus Tabelle 5-5 sind die wesentlichen Daten ersichtlich.

Signal	Signalfrequenz	584,8 GHz
	Signalleistung	0,5 mW
Lokalszillator	LO-Frequenz	145,66 GHz
	(4. Subharm. von	582,65 GHz)
	LO-Leistung	12 mW
	(verfügbar)	
Spektralanalysator	Zwischenfrequenz	2,15 GHz
	Richtstrom	3,5 mA
	ZF-Bandbreite	300 kHz
	Frequenzhub	200 MHz
	Videobandbreite	10 Hz

Tabelle 5-5: Daten zur Messung der Empfängereigenschaften

Aus dem in Bild 5-26 dargestellten Spektrum des ZF-Signals am Ausgang des ZF-Verstärkers (Tor 2) ist ein Signalrauschabstand von etwa 38 dB zu entnehmen.

Der Konversionsverlust inklusive Dämpfung durch den Richtkoppler beträgt 46 dB. Der Mischer allein weist damit einen Konversionsverlust von 35 dB auf.

Der Unterschied zu den Rechenwerten von etwa 20,5 dB ist in verschiedenen Ursachen zu suchen.

Zunächst setzt das Mischeranalyseprogramm Anpassung auf der ZF-Seite voraus. Im experimentellen Aufbau wurde im Hinblick auf die Leistungscharakteristik des RWO 170 mit starken Einbrüchen bei einzelnen Frequenzen auf eine große ZF-Bandbreite Wert gelegt. Breitbandige Anpassungstransformatoren bringen aber selbst wieder Verluste mit sich, so daß der zusätzliche Gewinn relativ gering ausfällt. Bei einer rechnerischen ZF-Ausgangsimpedanz des Mixers von 230 Ω beträgt

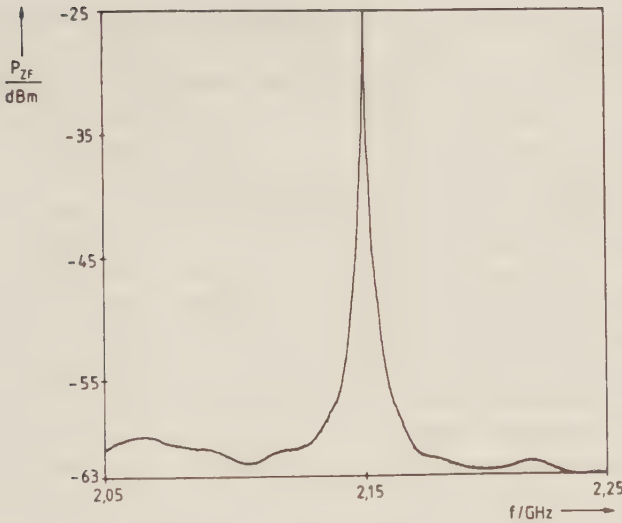


Bild 5-26: Spektrum des ZF-Signals

die Dämpfung aufgrund der Fehlanpassung zwischen Mischer und ZF-Verstärker ca. 2,3 dB.

Ein weitere Ursache für die Abweichungen ist in der Dämpfung des Hohlleiters bei der Signalfrequenz zu suchen. Aus konstruktiven Gründen kann der Mischerblock nicht in der dämpfungsmäßig günstigsten Ebene geschnitten werden. Wegen der geringen Skintiefe von einigen zehntel Mikrometer sind zusätzliche Verluste infolge von Oberflächenrauigkeiten zu erwarten.

Die Herstellung der Kurzschlußschieber stellt wegen der geringen Hohlleiterabmessungen ein konstruktiv schwieriges Problem dar. Es wurden mehrere kontaktgebende Versionen untersucht. Die besten Ergebnisse wurden bei Verwendung von 0,05 mm starkem Silberblech und einem Aufbau entsprechend Bild 5-27 erzielt. Das Problem bei dieser Konstruktion liegt darin, daß das Kurzschlußblech nicht über die ganze Breite des Hohlleiters an der Wand anliegt. Versuche, das Blech in Längsrichtung zu schlitzen, brachten keine Verbesserungen. Da man davon ausgehen kann, daß der im Modellaufbau verwendete Kurzschluß wesentlich bessere Eigenschaften aufweist,

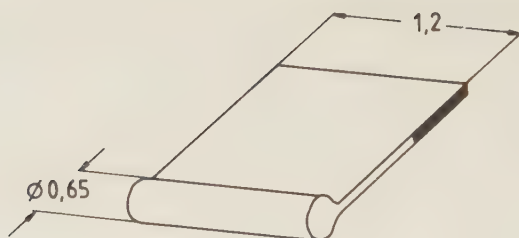


Bild 5-27: Aufbau eines Kurzschlußschiebers

ist hierin eine beachtliche Fehlerquelle zu suchen. Die der Berechnung zugrundegelegten Impedanzen stimmen nicht mit denen im realen Aufbau überein.

Allerdings läßt sich umgekehrt auch der Schluß ziehen, daß durch weitere mechanische Verbesserungen am Mischer bzw. Kurzschlußschieber günstigere Empfängereigenschaften zu erreichen sind.

Eine weitere Diskrepanz ist in der Einkopplung durch die dielektrische Leitung zu suchen. Im Modell wurde das Hohlleiterende abgesumpft. Im experimentellen Aufbau sind Rest-Reflexionen am Übergang zu erwarten, obwohl versucht wurde, über die Veränderung der Eindringtiefe des Dielektrikums in den Hohlleiter Anpassung zu erzielen.

Da sowohl die dielektrische Leitung als auch der Hohlleiter bei der Signalfrequenz nicht mehr monomodig betrieben werden, muß der Einfluß von höheren Wellentypen ebenfalls beachtet werden.

Selbst wenn man davon ausgeht, daß bei der quasioptischen Einkopplung des Signals in das Doppelkonushorn bzw. beim Übergang von der dielektrischen Leitung auf den Hohlleiter im wesentlichen nur die jeweilige Grundwelle angeregt wird, sind Unterschiede zwischen der Berechnung und dem Experiment gegeben.

Bei der Messung der Umgebungsimpedanzen bei den höheren Harmonischen wird die über das Koaxsystem zugeführte Leistung (charakterisiert durch die Realteile dieser Impedanzen) in verschiedene, ausbreitungsfähige Wellentypen übergekoppelt. Erfolgt nun andererseits die Einkopplung der Signalleistung

im Experiment nur im Grundtyp, so ist ähnlich wie bei der im Kapitel 4 beschriebenen Langdrahtantenne ein Kopplungswirkungsgrad kleiner als Eins zu erwarten.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß das verwendete Empfängerkonzept nicht für Anwendungen geeignet ist, bei denen es auf höchste Empfindlichkeit ankommt. Die Dämpfung des Signals auf der dielektrischen Leitung, die Verluste bei der Einkopplung sowie der Konversionsverlust des Harmonischen-Mischers sind dafür insgesamt zu groß.

Aufgrund der Breitbandigkeit von Lokaloszillator, Mischer und Richtkoppler kann das System aber z.B. in der Spektroskopie oder zur Bestimmung von Submm-Laserlinien eingesetzt werden. Da der verwendete Lokaloszillator relativ einfach über eine Vervielfacherkette phasenstarr an einen Quarzoszillator angebunden werden kann, kann die Frequenzgenauigkeit erhöht werden.

Der Einsatz des Systems in einem Meßplatz für den Submm-Wellenbereich mit einer Dynamik von fast 40 dB bei 584 GHz, die mit Videodetektoren nur schwer zu erreichen ist, ist ebenfalls denkbar.

Als Vorteil des Systems gegenüber heterodynem Empfängern mit Grundwellen-Mischern ist der kompakte, unkomplizierte und einfach zu justierende Aufbau zu sehen.

6. Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen zum Submillimeterwellen-Empfang bei 600 GHz mit whiskerkontaktierten Schottky-Dioden.

Nach einer kurzen, allgemeinen Übersicht über die Möglichkeiten der Detektion und des Empfangs von Submillimeterwellenstrahlung wird der Aufbau der verwendeten Honeycomb-Schottky-Dioden näher beschrieben. Die Herstellung der Whisker sowie der eigentliche Kontaktiervorgang werden in einem eigenen Abschnitt ausführlich diskutiert.

Die Berechnung von Submillimeterwellen-Mischern erfolgte im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe eines aus der Literatur entnommenen Analyseprogramms. Die Grundzüge dieses Programms werden kurz erläutert.

Im Hauptteil der Arbeit werden zwei verschiedene Empfängerkonzepte behandelt, ein quasioptischer Empfänger mit Langdrahtantenne und Winkelreflektor und ein Empfänger mit Harmonischen-Mischer und dielektrischem Richtkoppler.

Die Eigenschaften der Whiskerantenne, die entscheidend die Güte des quasioptischen Empfängers beeinflussen, wurden soweit möglich theoretisch, ansonsten meßtechnisch am Modell untersucht. Es zeigte sich, daß die aus mechanischen Gründen nötigen Whiskerschlaufen als reflexionsarmer Abschluß der Antenne wirken. Durch theoretische Berechnungen konnte gezeigt werden, daß das bisher an anderen Stellen verwendete Konzept der Langdrahtantenne mit 90° -Winkelreflektor einen Kopplungswirkungsgrad zwischen Antenne und einfallendem Gaußstrahl von nur 60% aufweist.

Es wurde meßtechnisch nachgewiesen, daß sich die Einkoppelverluste von derzeit etwa 6 dB (inklusive Fehlanpassung zwischen Dioden- und Antennenimpedanz sowie Justierfehlern) durch die Verwendung einer sog. Konus-Winkelreflektorantenne auf 4 dB verringern lassen. Aufgrund theoretischer Berechnungen mit Hilfe des Mischeranalyseprogramms kann man daraus resultierend eine Reduzierung der Mischerrauschtemperatur von derzeit etwa 6000 K auf etwa 3500 bis 4000 K erwarten. Die mit dem realisierten Empfänger erreichte Videoempfindlichkeit liegt wegen der Verwendung einer Millimeterwellen-

Diode, die für Frequenzen von 600 GHz eine ungünstig große Sperrschichtkapazität aufweist, nur bei etwa 150 V/W, im Gegensatz zu 240 V/W, die an anderer Stelle mit den besten heute zur Verfügung stehenden Diodentypen erreicht wurde.

Die Einkopplung von Signal- (bei 584 GHz) und Lokaloszillatorleistung (bei 147 GHz) in den Harmonischen-Mischer, der im zweiten Teil der Arbeit untersucht wird, erfolgt mit Hilfe eines neuartigen dielektrischen Richtkopplers, dessen Funktionsweise auf dem großen Unterschied zwischen den beiden Frequenzen beruht. Die meßtechnische Untersuchung von rechteckförmigen dielektrischen Leitungen aus Polyäthylen ergab Dämpfungen von 2,5 dB/m bei 147 GHz bzw. 27 dB/m bei 600 GHz. Der mit diesen Leitungen aufgebaute Richtkoppler weist eine Dämpfung von etwa 1,2 dB bei der LO-Frequenz und 11 dB bei der Signalfrequenz auf. Der gemessene Konversionsverlust des Harmonischen-Mischers in Hohlleitertechnik beträgt etwa 35 dB. Dieser auf den ersten Blick hohe Wert ist zum einen auf das verwendete Prinzip des Mischens mit der vierten Harmonischen des Lokaloszillators und zum anderen auf die für Hohlleiterschaltungen hohe Empfangsfrequenz zurückzuführen. Der Vorteil des Konzepts liegt in der einfachen Handhabung durch die Verwendung einer unkomplizierten Millimeterwellen-Röhre als Lokaloszillator.

Der Einfluß einzelner geometrischer Veränderungen auf das Umgebungsnetzwerk der Diode konnte durch Messungen an einem Modellhohlleiter im Frequenzbereich von 1 bis 12 GHz aufgezeigt werden. Ausgehend vom einem einfachen Koax-Hohlleiter-Übergang wurde die Modellanordnung zu der im realisierten Mischer verwendeten Struktur erweitert.

Die Simulation der realisierten Mischerschaltung mit Hilfe des Mischieranalyseprogramms unter Zugrundelegung der am Modell gemessenen Umgebungsimpedanzen ergab für den Konversionsverlust einen Wert von ca. 20 dB. Aufgrund des Unterschiedes zum gemessenen Wert von 35 dB sind weitere Verbesserungen durch Optimierung des mechanischen Aufbaus von Mischerblock bzw. Kurzschlußschieber im Experiment zu erwarten.

7. Anhang

A1 Ein Gleichstrommeßverfahren zur Bestimmung der Kenngrößen einer Schottky-Diode /76/

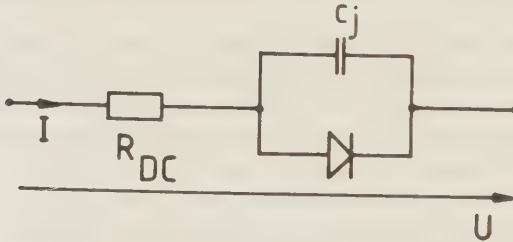


Bild 7-1: Ersatzschaltung einer Schottky-Diode

Geht man von der Ersatzschaltung nach Bild 7-1 aus, so gilt für den Strom I :

$$I = I_S \left(\exp\left(\frac{U - I \cdot R_{DC}}{n U_T}\right) - 1 \right) \quad (7.1)$$

I_S = Sättigungsstrom, R_{DC} = Gleichstrom-Bahnwiderstand,

$U_T = kT/q$ = Temperaturspannung, n = Idealitätsfaktor

Im folgenden werden 2 Bereiche betrachtet:

a) schwache Flußbelastung ($1 \mu A \leq I \leq 100 \mu A$)

In diesem Fall kann der Spannungsabfall über dem Bahnwiderstand R_{DC} vernachlässigt werden, so daß für Gl. (7.1) unter Berücksichtigung von $I \gg I_S$ gilt:

$$I = I_S \exp\left(\frac{U}{n U_T}\right) \quad (7.2)$$

Werden zwei Kennlinienpunkte (U_1, I_1) und (U_2, I_2) gemessen, so kann aus diesen der Idealitätsfaktor ohne Kenntnis des Sättigungsstroms mittels Gl. (7.2) durch Einsetzen und Verhältnisbildung bestimmt werden:

$$n = \frac{U_2 - U_1}{U_T \ln(I_2/I_1)} \quad (7.3)$$

Der Sättigungsstrom I_S wird durch Einsetzen eines Wertepaares in die Gl. (7.2) gewonnen:

$$I_S = I_1 \exp\left(\frac{-U_1}{nU_T}\right) \quad (7.4)$$

b) starke Flußbelastung ($1 \text{ mA} \leq I \leq 10 \text{ mA}$)

Werden zwei weitere Kennlinienpunkte (U_3, I_3) und (U_4, I_4) gemessen und diese Wertepaare in die Gl. (7.1) eingesetzt, anschließend der Quotient gebildet (Elimination von I_S), so kann der Bahnwiderstand direkt berechnet werden:

$$R_{DC} = \frac{U_4 - U_3}{I_4 - I_3} - \frac{n U_T}{I_4 - I_3} \ln(I_4/I_3) \quad (7.5)$$

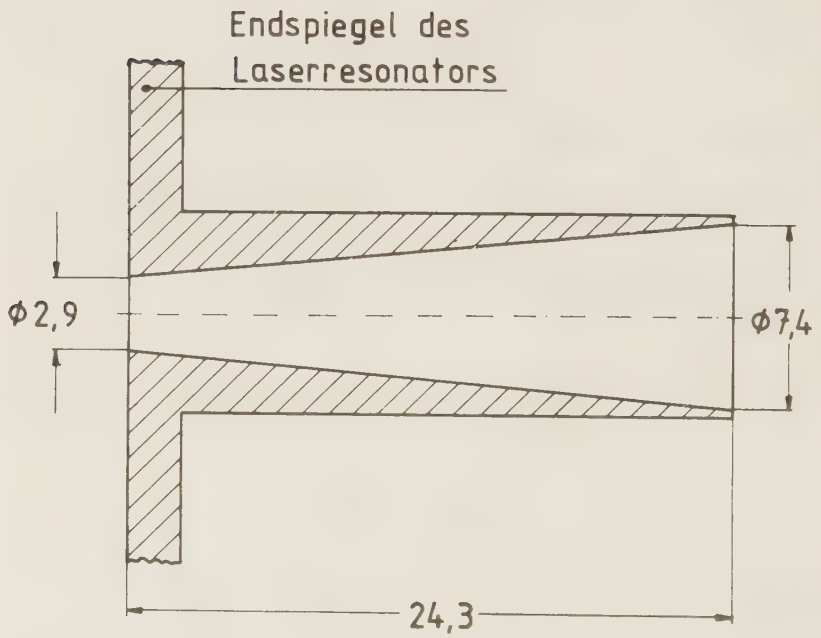
Die Gleichungen (7.3) bis (7.5) können für $T = 300 \text{ K}$, $I_1 = 10 \mu\text{A}$, $I_2 = 100 \mu\text{A}$, $I_3 = 1 \text{ mA}$ und $I_4 = 10 \text{ mA}$ zu folgenden Zahlenwertgleichungen umgeformt werden:

$$n = 16,768 \text{ V}^{-1} (U_{100 \mu\text{A}} - U_{10 \mu\text{A}}) \quad (7.6)$$

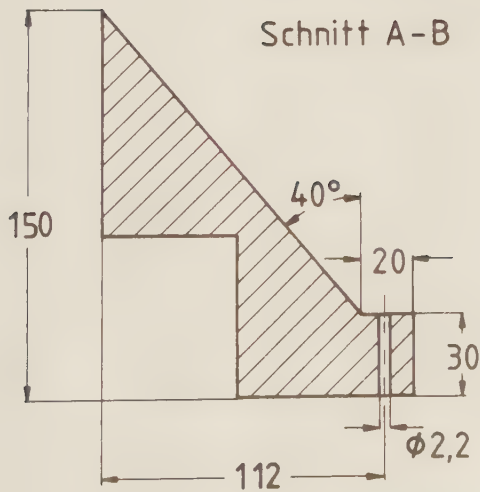
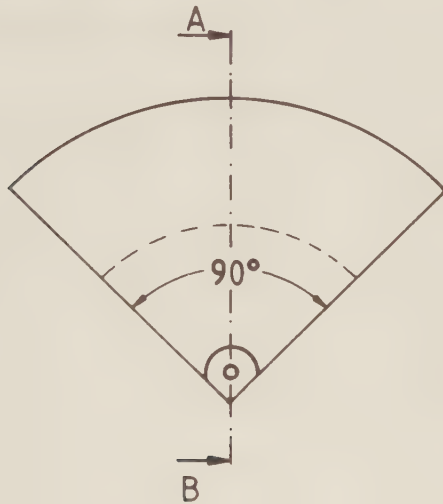
$$I_S = 10 \mu\text{A} \exp\left(\frac{2,3026 \cdot U_{10 \mu\text{A}}}{U_{10 \mu\text{A}} - U_{100 \mu\text{A}}}\right) \quad (7.7)$$

$$R_{DC} = 111 \text{ A}^{-1} (U_{10 \text{ mA}} - U_{1 \text{ mA}} - U_{100 \mu\text{A}} + U_{10 \mu\text{A}}) \quad (7.8)$$

A2 Skizze des Auskoppelhorns des Submm-Wellen-Lasers



A3 Konushorn der Konus-Winkelreflektorantenne für Modell-
untersuchungen bei 10 GHz



A4 Umgebungsimpedanzen als Funktion der Kurzschlußschieber-
stellung für das Harmonischen-Mischer-Modell

Es gilt: Reflexionsfaktor: $r = |r| e^{j\varphi}$; $\rho = 10 \lg\left(\frac{1}{|r|^2}\right)$ dB

d = Abstand zwischen Whisker und Kurzschlußschieber

d = 1 + 14 mm

a) f = 1,47 GHz

l/mm	ρ /dB	$\varphi/^\circ$	$Z_e(1,47 \text{ GHz})/\Omega$
230	-1,12	-25,9	59,5-j201,0
225	-1,10	-25,3	61,0-j205,5
220	-1,08	-24,8	62,5-j210,0
215	-1,06	-24,3	63,5-j214,0
210	-1,02	-23,8	64,0-j219,5
205	-1,00	-23,4	65,0-j223,5
200	-0,98	-22,9	66,5-j228,5
195	-0,95	-22,5	66,5-j233,0
190	-0,92	-22,0	67,5-j239,0
185	-0,92	-21,4	71,0-j244,5
180	-0,90	-20,9	73,0-j250,5
175	-0,92	-20,3	78,5-j256,0
170	-0,92	-19,5	84,5-j265,0
165	-0,94	-18,8	91,5-j272,0
160	-1,00	-18,3	101,0-j274,5
155	-1,09	-17,0	122,0-j283,5
150	-1,19	-16,0	142,5-j286,5
145	-1,35	-14,3	181,0-j286,5
140	-1,65	-12,8	222,5-j258,0
135	-2,40	-11,9	233,5-j172,0
130	-3,25	-13,5	194,5-j118,5
125	-3,90	-19,0	148,0-j103,5
120	-3,80	-26,0	114,0-j110,5
115	-3,15	-30,6	90,0-j123,5
110	-2,55	-31,8	77,0-j136,0
105	-2,20	-31,6	71,0-j145,0
100	-1,90	-30,9	66,5-j154,5
95	-1,67	-30,1	63,0-j163,5
90	-1,50	-29,3	60,5-j171,5
85	-1,40	-28,6	60,0-j177,0
80	-1,30	-27,9	59,0-j183,5
75	-1,23	-27,2	59,0-j189,5
70	-1,19	-26,6	59,5-j194,5
65	-1,12	-26,1	58,5-j199,5
60	-1,10	-25,6	60,0-j203,5
55	-1,09	-25,0	62,0-j208,0
50	-1,07	-24,6	63,0-j211,5
45	-1,05	-24,0	64,5-j217,0
40	-1,02	-23,6	65,0-j221,0
35	-0,99	-23,0	66,5-j227,0
30	-0,95	-22,4	67,5-j234,0

b) $f = 2,94 \text{ GHz}$

l/mm	ρ/dB	$\varphi/^\circ$	$Z_e(2,94 \text{ GHz})/\Omega$
230	-7,72	-40,4	76,5-j 49,0
225	-5,12	-37,0	82,0-j 79,0
220	-3,12	-28,9	96,5-j 127,5
215	-1,70	-16,3	166,0-j 236,0
210	-1,05	1,8	776,0+j 201,0
205	-1,70	19,8	125,5+j 216,0
200	-3,52	33,9	82,0+j 110,0
195	-6,05	40,7	76,5+j 66,0
190	-8,95	36,0	79,5+j 38,0
185	-9,64	22,8	89,0+j 25,5
180	-9,52	23,5	89,0+j 26,5
175	-11,30	25,8	79,5+j 20,5
170	-13,50	16,5	74,5+j 9,5
165	-14,45	-4,9	73,0-j 2,5
160	-12,68	-25,4	74,5-j 15,5
155	-9,84	-32,0	80,5-j 30,5
150	-7,10	-25,8	100,5-j 48,0
145	-6,00	-10,5	141,0-j 34,5
140	-7,59	7,0	119,5+j 14,5
135	-10,65	5,0	91,0+j 5,0
130	-11,90	-18,3	80,5-j 13,5
125	-9,63	-36,0	77,5-j 33,5
120	-7,00	-39,2	79,0-j 55,5
115	-4,50	-34,7	86,0-j 90,5
110	-2,64	-25,2	109,0-j 150,0
105	-1,35	-10,8	261,5-j 314,0
100	-1,03	6,5	441,5+j 420,5
95	-1,98	24,1	101,5+j 180,5
90	-3,94	37,2	76,0+j 98,0
85	-6,45	43,3	72,5+j 61,0
80	-9,40	38,4	76,0+j 36,0
75	-10,20	27,4	82,5+j 26,0
70	-10,60	27,6	81,0+j 24,0
65	-13,02	25,6	73,5+j 15,0
60	-15,50	3,2	70,0+j 1,5
55	-14,48	-22,3	70,5-j 10,5
50	-11,42	-45,4	67,0-j 27,5
45	-8,22	-35,0	82,5-j 43,5
40	-5,88	-23,0	115,0-j 61,5
35	-5,40	-3,7	164,5-j 16,0
30	-7,02	12,4	121,5+j 29,0

c) $f = 5,88 \text{ GHz}$

l/mm	ρ/dB	$\varphi/^\circ$	$Z_e(5,88 \text{ GHz})/\Omega$
230	-3,12	-11,3	217,0-j116,0
225	-3,28	-15,3	179,5-j122,5
220	-3,15	-18,4	157,5-j134,0
215	-2,95	-19,7	148,5-j144,5
210	-2,70	-19,5	149,0-j157,5
205	-2,70	-19,2	151,5-j157,5
200	-2,80	-18,8	155,0-j152,5
195	-3,00	-19,9	147,0-j142,0
190	-2,97	-21,8	133,5-j142,0
185	-2,70	-22,6	126,0-j153,0
180	-2,48	-22,3	125,0-j164,0
175	-2,35	-21,1	132,0-j173,5
170	-2,34	-20,4	137,5-j175,5
165	-2,38	-20,3	139,0-j173,5
160	-2,37	-19,9	142,0-j175,0
155	-2,42	-20,3	139,5-j171,5
150	-2,35	-19,8	142,5-j176,5
145	-2,20	-18,4	153,5-j189,5
140	-2,45	-18,8	153,0-j172,5
135	-2,35	-19,3	147,0-j177,5
130	-2,28	-20,0	140,0-j180,0
125	-1,82	-19,4	134,0-j210,5
120	-1,67	-16,2	166,0-j239,5
115	-1,83	-12,6	229,0-j235,5
110	-2,68	-8,9	261,0-j129,0
105	-3,80	-18,2	153,5-j106,0
100	-2,70	-21,2	135,5-j155,5
95	-2,45	-17,4	166,5-j174,5
90	-2,80	-17,2	169,0-j152,0
85	-2,70	-19,2	151,5-j157,5
80	-2,38	-18,8	152,0-j177,0
75	-2,30	-16,8	172,0-j185,5
70	-2,55	-15,0	192,0-j167,0
65	-3,04	-15,5	182,0-j136,0
60	-3,20	-18,3	158,0-j131,5
55	-3,00	-20,2	144,5-j142,0
50	-2,80	-20,6	141,0-j151,0
45	-2,70	-21,1	136,5-j155,5
40	-2,55	-21,8	129,5-j161,5
35	-2,45	-21,0	134,0-j168,5
30	-2,95	-21,2	137,5-j143,5

8. Literaturverzeichnis

- /1/ BLANEY, T.G.
Detection Techniques at Short Millimeter and Sub-millimeter Wavelengths: An Overview
Kap 1 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 3,
Academic Press, New York, 1980, 1-75
- /2/ RIDEOUT, V.L.
A Review of the Theory and Technology for Ohmic Contacts to Group III - V Compound Semiconductors
Solid-State Electronics, Vol. 18, 1975, 541-550
- /3/ RHODERICK, E.H.
Metal-semiconductor contacts
IEE Proceedings, Vol. 129, Pt I, No. 1, 1982, 1-14
- /4/ PADOVANI, F.A., STRATTON, R.
Field and Thermionic-Field Emission in Schottky-Barriers
Solid-State Electronics, Vol. 9, 1966, 695-707
- /5/ SZE, S.M.
Physics of Semiconductor Devices
Wiley-Interscience, New York, 1969
- /6/ KELLY, W.M., WRIXON, G.T.
Optimization of Schottky-Barrier Diodes for Low-Noise, Low-Conversion Loss Operation at Near-Millimeter Wavelengths
Kap. 2 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 3,
Academic Press, New York, 1980, 77-110
- /7/ SCHNEIDER, M.V.
Metal-Semiconductor Junctions as Frequency Converters
Kap. 4 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6,
Academic Press, New York, 1982, 209-275

- /8/ KEEN, N.J.
The Mottky-Diode: A new Element for Low Noise Mixers
at Millimeter Wavelengths
AGARD-Conference Proceedings No. 245, 16-1 bis 16-9
- /9/ SCHROTH, J.
Rauscharme Millimeter Wellen-Mischer mit whisker-
kontaktierten Schottky-Barrier-Dioden
Wissenschaftliche Berichte AEG-TELEFUNKEN, 54, 1981,
Nr. 4-5, 203-211
- /10/ GODONE, A., BAVA, E.
The μ -Size Schottky Diodes as Detectors and Harmonic
Generators in the 100 GHz - 1 THz Range
International Journal of Infrared and Millimeter
Waves, Vol. 2, No. 6, 1981, 1225-1241
- /11/ KERR, A.R.
Shot-Noise in Resistive-Diode Mixers and the
Attenuator Noise Model
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-27, 1979, 135-140
- /12/ HELD, D.N., KERR, A.R.
Conversion Loss and Noise of Microwave and Milli-
meter-Wave Mixers: Part 1-Theory, Part 2-Experiment
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-26, 1978, 49-61
- /13/ DURWEN, E.J., RÖSER, H.P., SCHULTZ, G.V.,
WATTENBACH, R.
Investigation of different Schottky Barrier Diodes
in a Submillimeter Heterodyne Receiver
7. Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves,
Marseille, Febr. 1983, Conf. Digest, 276
- /14/ TORREY, H.C., WHITMER, CH.A.
Crystal Rectifiers, McGraw-Hill, New York, 1948

- /15/ SIEGEL, P.H., KERR, A.R.
A user oriented Computer Program for the Analysis of
Microwave Mixers and a Study of the Effects of the
Series Inductance and Diode Capacitance on the Per-
formance of some simple Mixers
NASA Goddard Institute for Space Studies, New York,
1979
- /16/ KERR, A.R.
A Technique for Determining the Local Oscillator
Waveforms in a Microwave Mixer
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-23, 1975, 828-831
- /17/ SINCLAIR, G.
Theory of Models of Electromagnetic Systems
Proc. of the I.R.E., 1948, 1364-1370
- /18/ MATARRESE, L.M., EVENSON, K.M.
Improved Coupling to Infrared Whisker Diodes by Use
of Antenna Theory
Applied Physics Letters, Vol. 17, 1970, 8-10
- /19/ SOMMERFELD, A.
Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen
längs eines Drahtes
Annalen der Physik und Chemie, Neue Folge, Band 67,
No. 2, 1899, 233-290
- /20/ SOMMERFELD, A.
Vorlesungen über theoretische Physik
Band 3, Elektrodynamik, 1977, Nachdruck der 4. Auf-
lage, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/M
- /21/ HONDROS, D.
Über elektromagnetische Drahtwellen
Annalen der Physik, 30, 1909, 905-950

- /22/ SIMONYI, K.
Theoretische Elektrotechnik
VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin,
1980
- /23/ SEVERIN, H.
Leitungen für Oberflächenwellen im Höchsthfrequenz-
gebiet, Teil I. Die verschiedenen Leitungsformen
Philips Technische Rundschau, 26, 1965, 24-32
- /24/ WALTER, C.H.
Traveling Wave Antennas
McGraw-Hill, New York, 1965
- /25/ BOLOMEY, J.-CH.
Réponse d'une antenne de réception à une onde inci-
dente non plane
Annales des Télécommunications, 34, 1979, 469-476
- /26/ COMERÓN, A., JIMÉNEZ, J.J., BOLOMEY, J.-CH.
On the Improvement of the Electromagnetic Coupling
between Infrared Point-Contact Detectors and Laser
Beams
International Journal of Infrared and Millimeter
Waves, Vol. 5, No. 4, 1984, 585-604
- /27/ UNGER, H.-G.
Hochfrequenztechnik in Funk und Radar
Teubner Studienskripten, Stuttgart, 1972
- /28/ KRAUS, J.D.
Antennas, McGraw-Hill, New York, 1950
- /29/ JACHNOW, W.
Strahlungskopplung gerader paralleler Drahtstücke
(insbesondere bei fortschreitenden Wellen)
Elektrische Nachrichtentechnik, 16, 1939, 164-175

- /30/ FETTERMANN, H.R., TANNENWALD, P.E., CLIFTON, B.J.,
PARKER, C.D., FITZGERALD, W.D., ERICKSON, N.R.
Far-ir heterodyne radiometric measurements with
quasioptical Schottky Diode Mixers
Applied Physics Letters, Vol. 33, No. 2, 1978,
151-154
- /31/ KRÄUTLE, H., SAUTER, E., SCHULTZ, G.V.
Antenna Characteristics of Whisker Diodes used as
Submillimeter Receivers
Infrared Physics, Vol. 17, 1977, 477-483
- /32/ RÖSER, H.P., SAUTER, E., SCHULTZ, G.V.
Determination of Schottky Diode Mixer Conversion
Losses in the Submm Wavelength Range
AGARD-Conference Proceedings No. 245, 1978,
15-1 bis 15-6
- /33/ BRAND, H.
Schaltungslehre linearer Mikrowellennetze
Hirzel Verlag, Stuttgart, 1970
- /34/ WENCKER, G.
Ein Beitrag zur Theorie Gauß'scher Strahlen
Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1968
- /35/ MILLIGAN, T.
Universal Patterns ease Circular Horn Design
Microwaves, March 1981, 83-86
- /36/ HELD, D.N.
Analysis of Room Temperature Millimeter-Wave Mixers
Using GaAs Schottky Barrier Diodes
PhD.-Thesis, Columbia University, New York, 1976

- /37/ RÖSER, H.P., DURWEN, E.J., WATTENBACH, R.,
SCHULTZ, G.V.
Investigation of a Heterodyne Receiver with Open
Structure Mixer at 324 GHz and 693 GHz
International Journal of Infrared and Millimeter
Waves, Vol. 5, No. 3, 1984, 301-314
- /38/ WILSON, W.J.
Submillimeter-Wave Receivers - A Status Report
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-31, 1983, 873-878
- /39/ RUDOLPH, H.-D.
Strahlungsverluste durch Knicke oder Krümmungen in
dielektrischen Leitungen
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1973
- /40/ DURWEN, E.J., RÖSER, H.P., SCHULTZ, G.V.,
WATTENBACH, R.
Investigation of different Schottky Barrier Diodes
in a Submillimeter Heterodyne Receiver
7. Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves,
Marseille, Febr. 1983, Conf. Digest, 276
- /41/ GOLDSMITH, P.F.
Quasi-Optical Techniques at Millimeter and Submilli-
meter Wavelengths
Kap. 5 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 6,
Academic Press, New York, 1982, 277-343
- /42/ CHAMPLIN, K.S., EISENSTEIN, G.
Cutoff Frequency of Submillimeter Schottky-Barrier
Diodes
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-26, 1978, 31-34

- /43/ KELLY, W.M., WRIXON, G.T.
Schottky Barrier Diodes for Low Noise Mixing in the
Far Infrared
Applied Physics Letters, Vol. 32, No. 2, 1978,
525-527
- /44/ KÖRBER, R.
Entwurf und Aufbau von Submm-Wellen-Empfängern in
Rillenleitungstechnik
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik,
Universität Erlangen-Nürnberg, 1983
- /45/ MARCATILI, E.A.J.
Dielectric Rectangular Waveguide and Directional
Coupler for Integrated Optics
Bell Syst. Tech. J., Vol. 48, 1969, 2071-2102
- /46/ GOELL, J.E.
A Circular-Harmonic Computer Analysis of Rectangular
Dielectric Waveguides
Bell Syst. Tech. J., Vol. 48, 1969, 2133-2160
- /47/ KNOX, R.M., TOULIOS, P.P
Integrated Circuits for the Millimeter through
Optical Frequency Range
Proc. of the Symposium on Submillimeter Waves,
Polytechnic Press, New York, 1970, 497-516
- /48/ UNGER, H.-G.
Elektromagnetische Wellen, Band I
Vieweg Verlag, Braunschweig, 1967
- /49/ PREGLA, R.
A Method for the Analysis of Coupled Rectangular
Dielectric Waveguides
A E Ü, Band 28, 1974, 349-357

- /50/ SOLBACH, K., WOLFF, I.
The Electromagnetic Fields and the Phase Constants
of Dielectric Image Lines
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-26, 1978, 266-274
- /51/ LEVY, R.
Directional Couplers
Advances in Microwaves, Vol. 1, Academic Press,
New York, 1966, 115-209
- /52/ MILLER, S.E.
Coupled Wave Theory and Waveguide Applications
Bell Syst. Tech. J., Vol. 33, 1954, 661-719
- /53/ ARNAUD, J.A.
Transverse Coupling in Fiber Optics, Part I:
Coupling between Trapped Modes
Bell Syst. Tech. J., Vol 53, 1974, 217-224
- /54/ MARCUSE, D.
The Coupling of Degenerate Modes in Two Parallel
Dielectric Waveguides
Bell Syst. Tech. J., Vol. 50, 1971, 1791-1816
- /55/ SOLBACH, K.
The Calculation and the Measurement of the Coupling
Properties of Dielectric Image Lines of Rectangular
Cross Section
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-27, 1979, 54-58
- /56/ ITOH, T.
Dielectric Waveguide-Type Millimeter-Wave Integrated
Circuits
Kap. 5 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 4,
Academic Press, New York, 1981, 199-273

- /57/ COLLIN, R.E.
Grundlagen der Mikrowellentechnik
VEB Verlag Technik, Berlin, 1973
- /58/ DICKENS, L.E.
Spreading Resistance as a Function of Frequency
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-15, 1967, 101-109
- /59/ TSUJI, M., SHIGESAWA, H., TAKIYAMA, K.
Submillimeter Guided Wave Experiments with
Dielectric Waveguides
Kap. 6 aus Infrared and Millimeter Waves, Vol. 4,
Academic Press, New York, 1981, 275-326
- /60/ CHANTRY, G.W., FLEMING, J.W., SMITH, P.M.,
CUDBY, M., WILLIS, H.A.
Far Infrared and Millimeter-Wave Absorption Spectra
of some Low-Loss Polymers
Chemical Physics Letters, Vol. 10, 1971, 473-477
- /61/ MOTT, N.F.
The Theory of Crystal Rectifiers
Proc. of the Royal Society of London, Series A.,
Vol. 171, 1939, 27-38
- /62/ GETSINGER, W.J.
The Packaged and Mounted Diode as a Microwave
Circuit
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-14, 1966, 58-69
- /63/ EISENHART, R.L., KHAN, P.J.
Theoretical and Experimental Analysis of a Waveguide
Mounting Structure
IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques,
Vol. MTT-19, 1971, 706-719

- /64/ WILLIAMSON, A.G.
Analysis and modelling of a single-post waveguide
mounting structure
IEE Proc., Vol. 129, Pt H, 1982, 271-277
- /65/ WILLIAMSON, A.G.
Analysis and modelling of a coaxial-line/
rectangular-waveguide junction
IEE Proc., Vol. 129, Pt H, 1982, 262-270
- /66/ WILLIAMSON, A.G.
Analysis of a Coaxial-Line Rectangular Waveguide
Junction
University of Auckland, School of Engineering Report
No. 236, 1980
- /67/ WILLIAMSON, A.G.
Analysis of various Coaxial Line-Rectangular Wave-
guide Junctions including Double Coax Entry and/or
Waveguide Short Circuit Cases
University of Auckland, School of Engineering Report
No. 240, 1980
- /68/ LEHTO, A.O., RÄISÄNEN, A.V.
Embedding Impedance of a Millimeter Wave Schottky
Mixer: Scaled Model Measurements and Computer
Simulations
International Journal of Infrared and Millimeter
Waves, Vol. 4, No. 4, 1983, 609-628
- /69/ SCHELKUNOFF, S.A.
Electromagnetic Waves
Van Nostrand, 1943, 494-496
- /70/ COLLIN, R.E.
Field theory of guided waves
McGraw-Hill, New York, 1960, Kap. 7

- /71/ CAZZOLA, R., PONCINO, G.P., BAVA, E., GODONE, A.,
BAVA, G.P.
Coupling between a thin wire antenna and an
overmoded guide
Alta frequenza, Vol. L II, 1983, 108-111
- /72/ SALEH, A.
Theory of resistive mixers
Research Monograph 64, The M.I.T. Press,
Cambridge (Mass.), 1971
- /73/ TONCH, R.
Theoretische Untersuchungen von Harmonischen-
Mischern
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik,
Universität Erlangen-Nürnberg, 1984
- /74/ HAMEYER, F.D.
Modelluntersuchungen an Langdrahtantennen
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik,
Universität Erlangen-Nürnberg, 1984
- /75/ VOWINKEL, B., RÖSER, H.P.
Precision Measurement of Power at Millimeter- and
Submillimeter Wavelengths using a Waveguide
Calorimeter
International Journal of Infrared and Millimeter
Waves, Vol. 3, 1982, 471-487
- /76/ KREUTZER, E.
Gleichstromkennlinien und -Parameter von Millimeter-
wellen-Detektor- und Mischerdioden
Technischer Bericht, Kreu 10/80, Lehrstuhl für Hoch-
frequenztechnik, Universität Erlangen-Nürnberg, 1980

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Universität Erlangen-Nürnberg.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Brand dem Inhaber dieses Lehrstuhls danke ich dafür, daß er die Durchführung der Arbeit ermöglichte und ihren Fortgang durch stetes Interesse und fachlichen Rat gefördert hat.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Groll für die Übernahme des Korreferates.

Mein Dank gilt weiterhin allen Kollegen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für HF-Technik, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt des Lehrstuhls unter der Leitung von H. Ertl meinen Dank für die tatkräftige und geduldige Unterstützung bei der Ausführung der experimentellen Arbeiten aussprechen.

Schließlich danke ich meiner Familie für das Verständnis und die Geduld, die sie mir während der Abfassung dieser Arbeit entgegenbrachte.

Lebenslauf des Verfassers

Geburtstag: 25.12.1950 in Rös, Kreis Ansbach

Vater: Karl Herrmann, Kraftfahrer

Mutter: Angela Herrmann

Familienstand: verheiratet, 2 Kinder

Ausbildung: 1957 - 1962:
Volksschule in Rauenzell, Kreis Ansbach
1962 -1965:
Gymnasium Eichstätt
1965 - 1971:
Gymnasium Carolinum, Ansbach
1972 - 1977:
Studium der Elektrotechnik, Universität
Erlangen-Nürnberg

Prüfungen: 1971: Reifeprüfung, Gymnasium Carolinum,
Ansbach
1977: Diplomprüfung, Universität
Erlangen-Nürnberg

Tätigkeiten: 1971 - 1972: Grundwehrdienst bei der
Bundeswehr
1978 - 1980: Entwicklungsingenieur bei
der Fa. TEKADE in Nürnberg
1980 - 1984: Akad. Rat a.Z. am Lehrstuhl
für Hochfrequenztechnik der Universität
Erlangen-Nürnberg

